

**Verteilung der Restkerne in Fusionsreaktionen
mit schweren Ionen**

Franz Busch
—

1977
—



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555615_0076

Verteilung der Restkerne in Fusionsreaktionen
mit schweren Ionen

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades des
Fachbereichs Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München



vorgelegt von
Franz Busch
München
Januar 1977

1. Berichterstatter: Prof. Dr. W. Hering

2. Berichterstatter: Prof. Dr. U. Meyer-Berkhout

Tag der mündlichen Prüfung: 2. Mai 1977



ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wird der Zerfall der Compoundkerne aus ^{16}O - und ^{32}S - induzierten Fusionsreaktionen untersucht. Hierzu wurde die Verteilung der Restkerne mit Zählerteleskopen gemessen. Die kombinierte Anwendung der Flugzeit- und ΔE -E-Technik ermöglichte eine vollständige Identifizierung der nachgewiesenen Reaktionsprodukte bezüglich Masse und Kernladung.

Die ^{16}O -Messungen wurden bei 60 MeV Einschubenergie an den Targetkernen ^{12}C und ^{16}O vorgenommen. Die gefundenen Restkernverteilungen entsprechen einer Abdampfung von 2 - 3 Nucleonen oder α -Teilchen vom Compoundkern. Die Fusionswirkungsquerschnitte wurden durch Summation der Wirkungsquerschnitte der Restkerne bestimmt. Sie betragen nur 70 % der jeweiligen Reaktionswirkungsquerschnitte. Die Energiespektren, Winkelverteilungen und integrierten Wirkungsquerschnitte der einzelnen Restkerne wurden mit Rechnungen nach dem Verdampfungsmodell verglichen. Unter Verwendung experimentell bestimmter bzw. aus der Literatur entnommener Parameter wurde eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment erzielt.

Die ^{32}S -Messungen wurden bei 160 MeV Einschubenergie an den Targetkernen ^{27}Al und $^{24}, ^{25}, ^{26}\text{Mg}$ durchgeführt. Die Fusionswirkungsquerschnitte betragen nur 50 % der Reaktionswirkungsquerschnitte. Es wurden Restkernverteilungen gefunden, die der Abdampfung von 4 - 6 Nucleonen oder α -Teilchen vom Compoundkern entsprechen. Die Analyse ergab, daß die Verteilungen zum großen Teil auf simple statistische Effekte zurückgeführt werden können. Die Beschreibung durch Rechnungen nach dem Verdampfungsmodell ergab gute Übereinstimmung. Hierzu mußte jedoch die Zunahme von Deformationen und die Abnahme von Schaleneffekten bei hohen Anregungsenergien der Kerne berücksichtigt werden. Die Parametrisierung der Niveaudichten und die optischen Potentiale für die Teilchenabdampfung wurden entsprechend modifiziert.

Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, daß das Verdampfungsmodell eine gute Basis zum Verständnis der untersuchten Reaktionen darstellt.

INHALT

	Seite
1. Einleitung	1
2. Grundzüge von Fusionsreaktionen	3
2.1 Allgemeine Charakteristika	3
2.2 Bildung des Compoundkerns	4
2.3 Zerfall des Compoundkerns	6
3. Experimentelle Technik	10
3.1 Durchführung der Experimente	10
3.2 Experimenteller Aufbau	11
3.2.1 Forderungen an das Teilchennachweissystem	11
3.2.2 Die Streukammern	11
3.2.3 Die Flugzeit- ΔE -E-Teleskope	13
3.3 Aufbereitung der Rohdaten	17
4. Analyse der Meßergebnisse für die $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ und $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ Reaktion	22
4.1 Energiespektren der Restkerne	22
4.2 Winkelverteilungen der Restkerne	25
4.3 Totale Wirkungsquerschnitte für Restkernbildung und Fusion	28
4.4 Berechnete Energiespektren und Winkelverteilungen	28
4.4.1 Energiespektren	28
4.4.2 Winkelverteilungen	32
4.5 Rechnungen nach dem Verdampfungsmodell	33
4.5.1 Computercode GROGI 2	33
4.5.2 Theoretische Wirkungsquerschnitte der Restkerne	34
4.5.3 Bevölkerung und Zerfall der Zwischenkerne	36
4.5.4 Einfluß der Parameter	38

5.	Analyse der Meßergebnisse für die $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ und $^{32}\text{S} + ^{24,25,26}\text{Mg}$	41
5.1	Winkelverteilungen der Restkerne	41
5.2	Totale Wirkungsquerschnitte für Restkernbildung und Fusion	45
5.3	Systematik der Restkernwirkungsquerschnitte	45
5.4	Ein einfaches Modell zur Beschreibung der Massenverteilungen	51
5.5	Rechnungen nach dem Verdampfungsmodell	54
	5.5.1 Computercode CASCADE	54
	5.5.2 Wahl der Parameter und Ergebnisse der Rechnung	54
	5.5.3 Einfluß von Schaleneffekten auf die Niveaudichten	57
6.	Schlußbetrachtung	60
	Literaturverzeichnis	62
	Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen	65

1. EINLEITUNG

In Kernreaktionen mit schweren Ionen wird bei Einschußenergien oberhalb der Coulombbarriere ein wesentlicher Teil des Reaktionswirkungsquerschnittes durch Fusionsreaktionen bestimmt. Das Studium dieser Reaktionen ist nicht nur dem allgemeinen Verständnis der Wechselwirkungsmechanismen zwischen schweren Ionen dienlich, sondern bietet zudem die Möglichkeit, Eigenschaften von Kernen bei hohen Anregungsenergien und Drehimpulsen zu erforschen.

Der Fusionswirkungsquerschnitt ergibt einen, die Bildung des Compoundkerns begrenzenden kritischen Drehimpuls. Dieser ist entweder durch das dynamische Verhalten der Kerne beim Stoß, oder durch die Stabilität des rotierenden Compoundkerns gegenüber Spaltung gegeben. Aus der Abhängigkeit des Fusionswirkungsquerschnitts von der Einschußenergie und der Art der Kerne im Eingangssystem, kann somit Information über die dynamischen Eigenschaften von Kernmaterie gewonnen werden. Der Zerfall des hochangeregten Compoundkerns erfolgt hauptsächlich durch Emission von Nucleonen und α -Teilchen. Die relative Intensität der einzelnen Zerfallsarten hängt stark von den Niveaudichten in den betroffenen Kernen ab, wobei, wegen des hohen mittleren Drehimpulses im Compoundkern, tiefliegende Hochspinzustände eine wichtige Rolle spielen. Das Studium des Compoundkernzerfalls kann deshalb Aufschluß über die Energie- und Spinabhängigkeit der Niveaudichten und insbesondere über den Verlauf der Yrastlinie geben. Aus diesen Informationen kann auf das Trägheitsmoment und evtl. auf Deformationen der Kerne zurückgeschlossen werden.

Die zur Untersuchung der Fusionsreaktionen angewendeten Meßmethoden basieren auf dem Nachweis der aus dem Zerfall des Compoundkerns resultierenden Restkerne. Diese sind durch ihre Massen- bzw. Kernladungszahl, die nur etwas geringer als die des Compoundkerns ist, gekennzeichnet. Zur Bestimmung des totalen Fusionswirkungsquerschnitts ist bereits eine relativ grobe Teilchenidentifizierung, die lediglich eine Unterscheidung der Restkerne von Produkten aus Transferreaktionen gewährleisten muß, ausreichend. Bei den meisten Experimenten, die nur auf

eine Bestimmung des Fusionswirkungsquerschnitts abzielten, wurden hierzu einfache ΔE -E-Zählerteleskope verwendet ¹⁾. Zur Untersuchung des Compoundkernerfalls ist jedoch die Unterscheidung einzelner Restkerne notwendig. Dies ist nun in den letzten Jahren durch die Entwicklung verbesserter Detektorsysteme, die eine Identifizierung von Kernen bis etwa zur Massenzahl $A = 60$ ermöglichen, realisiert worden. Seither wurden in einigen Experimenten mit Hilfe von Flugzeitleteleskopen Massenverteilungen von Restkernen gemessen ^{2,3)}. Im Rahmen dieser Arbeit wurde nun erstmalig durch Verwendung spezieller Flugzeit- ΔE -E-Teleskope eine vollständige Identifizierung der Restkerne bezüglich Masse und Kernladung durchgeführt ⁴⁾.

Neben der Verwendung von Teilchenteleskopen sind noch Meßmethoden gebräuchlich, die auf der Identifizierung der Restkerne anhand ihrer charakteristischen γ -Strahlung ⁵⁾ oder dem Nachweis der vom Compoundkern emittierten leichten Teilchen ⁶⁾ beruhen. Mit der γ -Spektroskopie gelingt zwar eine ausgezeichnete Trennung einzelner Restkerne, nur ist die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten mit großen Unsicherheiten verbunden. Diese Methode wird daher hauptsächlich bei Reaktionen angewendet, wo der Einsatz von Teilchenteleskopen wegen des zu geringen Rückstoßes der Restkerne nicht mehr möglich ist. Der Nachweis der leichten Teilchen kann nur bei sehr niedrig angeregten Compoundkernen, die nicht mehr als ein Teilchen emittieren, zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten herangezogen werden. Er ist aber zur Messung von Verdampfungsspektren nützlich.

Das Ziel dieser Arbeit war es, die Isotopenverteilung der Restkerne aus Fusionsreaktionen zu messen und zu interpretieren. Die Messungen erstreckten sich auf die Fusion von 60 MeV ^{16}O mit ^{12}C und ^{16}O und die Fusion von 160 MeV ^{32}S mit ^{27}Al und $^{24, 25, 26}\text{Mg}$. Die Ergebnisse der Messungen wurden qualitativ diskutiert und im Rahmen des statistischen Modells für Kernreaktionen einer quantitativen Analyse unterworfen. Der Einfluß der einzelnen Parameter auf das Ergebnis der Modellrechnungen wurde untersucht. Aus den Energiespektren und Winkelverteilungen der Restkerne wurden Hinweise auf Einzelheiten des Zerfallsprozesses gewonnen.

2. GRUNDZÜGE VON FUSIONSREAKTIONEN

2.1. Allgemeine Charakteristika

Eine Fusionsreaktion ist ein Zweistufenprozeß, der aus der Verschmelzung (Fusion) zweier schwerer Ionen zu einem hochangeregten Compoundkern und dessen anschließendem Zerfall besteht. Die Bildung eines Compoundkerns erfolgt über einen vollkommen unelastischen Stoß, in dessen Verlauf Projektil und Targetkern in massiven Kontakt treten, aneinander haftenbleiben und schließlich unter Aufgabe ihrer ursprünglichen Identität miteinander verschmelzen. Die in die Reaktion eingebrachte kinetische Energie wird durch Reibung, die aus der Wechselwirkung der vielen Nucleonen im Überlappbereich der Kerndichten resultiert, in innere Anregung des Systems umgesetzt. Ein Compoundkern im strengen Sinne liegt vor, wenn sich die Anregungsenergie in einer Gleichgewichtsverteilung auf die vielen einzelnen Freiheitsgrade des Kerns verteilt hat. Da bei der Fusion die Identität der Kerne im Eingangskanal verlorengegangen ist, der Compoundkern sich zudem eines relativ langen Lebens erfreut, an dessen Ende nur noch die Erhaltungsgrößen Drehimpuls und Parität an seine Vorgeschichte erinnern, verläuft der Zerfall des Systems in von der Art der Bildung unabhängigen Bahnen. Der zumeist mehrstufige Zerfall erfolgt hauptsächlich über die Emission von leichten Teilchen und γ -Quanten, bei schwereren Systemen kann zusätzlich Spaltung erfolgen.

Die drei wesentlichen Merkmale einer Fusionsreaktion sind der totale Abbau der im Massenschwerpunkts-(CM)-System zur Verfügung stehenden kinetischen Energie, die lange Reaktionsdauer (typ. $> 10^{-19}$ sec) und die völlige Entkopplung von Eingangs- und Ausgangskanal. Im krassen Gegensatz dazu stellen sich die direkten Reaktionen dar. Direkte Reaktionen laufen in einer sehr kurzen Zeit, die etwa der Dauer des Vorbeifluges vom Projektil am Targetkern ($\sim 10^{-22}$ sec) entspricht, ab, Eingangs- und Ausgangskanal sind stark gekoppelt und es findet keine nennenswerte Umsetzung kinetischer Energie statt. Die direkten, quasielastischen Reaktionen sind den streifenden Stößen, d.h. den äußeren Partialwellen, die Fusion hingegen den Volltreffern, Stößen mit kleinen Stoßparametern (innere Partialwellen) zuzuschreiben.

Die unlängst entdeckten tiefinealstischen, auch Quasispaltung oder Quasifusion genannten Reaktionen, sind als Übergangsform der beiden klassischen Reaktionstypen anzusehen. Diese Reaktionen gewinnen allerdings erst bei hohen Einschubenergien an Bedeutung.

Die Bildung eines Compoundkerns ist, mikroskopisch betrachtet, ein ungeheuer komplizierter Vorgang. Bei der theoretischen Beschreibung ist man daher auf einfache, quasi makroskopische Modellvorstellungen, wie der Einführung einer Reibungskraft angewiesen. Ein allgemein zufriedenstellendes Konzept zur Beschreibung des Fusionswirkungsquerschnittes ist noch nicht gefunden worden. Dagegen gibt es klare Vorstellungen über den Zerfall des Compoundkerns. Diese sind im statistischen Modell der Kernreaktionen (Verdampfungsmodell) zusammengefaßt. Im folgenden sind die wichtigsten Formeln zur Beschreibung von Fusionsreaktionen zusammengestellt.

2.2. Bildung des Compoundkerns

Ein aus den Kernen A und B gebildeter Compoundkern ist mit der Energie

$$E_C^* = E + B_{AB} \quad (1)$$

angeregt. E ist die kinetische Energie im CM-System, B_{AB} die Separationsenergie der Kerne A und B. Der partielle Wirkungsquerschnitt für die Bildung eines Compoundkerns mit Spin J und Parität π beträgt:

$$\sigma_c(J, \pi) = \pi \lambda^2 \frac{2J+1}{(2J_p+1)(2J_T+1)} \sum_{S=|J_p-J_T|}^{J_p+J_T} \sum_{1=|J-S|}^{J+S} T_1(E) \quad (2)$$

J_p, J_T sind die Spins von Target und Projektil, $S = J_p + J_T$ ist der Kanalspin. Die $T_l(E)$ sind die Transmissionskoeffizienten im Eingangskanal von denen angenommen wird, daß sie nur vom Bahndrehimpuls l und von der kinetischen Energie E abhängen. Die $T_l(E)$ können folgendermaßen approximiert werden:

$$T_l(E) = [1 + \exp(l_{cr} - l)/d]^{-1} \quad (3)$$

l_{cr} ist der kritische Drehimpuls der Fusion (s.u.), d ist die Diffuseness der $T_l(E)$ (smooth cut-off). Die Summation in Gleichung (2) ist unter Beachtung der Paritätsauswahlregel $\pi = \pi_T \cdot \pi_p \cdot (-1)^l$ auszuführen. Für Kerne mit $J_p = J_T = 0$ reduziert sich Gleichung (2) zu

$$\sigma_c(l) = \pi \lambda^2 (2l + 1) T_l(E)$$

Der totale Fusionswirkungsquerschnitt ist

$$\sigma_{fus} = \sum_{J, \pi} \sigma_c(J, \pi) \quad (4)$$

Die zugrunde liegende Vorstellung ist die, daß der Targetkern sich den Projektilen als schwarze (absorbierende) Kreisscheibe, deren Fläche den Fusionswirkungsquerschnitt repräsentiert, darbietet. Die Aufteilung des Fusionsquerschnittes in partielle Wirkungsquerschnitte für einzelne Bahndrehimpulse l entspricht einer Zerlegung der schwarzen Scheibe in, durch konzentrische äquidistante Kreise mit Radius $r = \lambda(1+l)$ begrenzte Ringzonen konstanten Bahndrehimpulses. Der Radius des äußersten noch zur schwarzen Scheibe gehörenden Ringes ist mit einem maximalen (kritischen) Bahndrehimpuls l_{cr} verbunden, der sich aus dem Fusionsquerschnitt gemäß

$$\sigma_{fus} \approx \pi \lambda^2 (l_{cr} + 1)^2 \quad (5)$$

ausrechnen läßt. Alle Partialwellen mit $l > l_{cr}$ tragen zu anderen Reaktionskanälen oder zur elastischen Streuung bei.

Aus dem kritischen Drehimpuls l_{cr} kann der kritische Abstand R_{cr} , den die Ionen im Eingangskanal unterschreiten müssen, um fusionieren zu können, abgeleitet werden ⁷⁾. Er ist definiert als der kleinstmögliche Abstand den zwei schwere Ionen mit Bahndrehimpuls l_{cr} und Stoßenergie E erreichen können. R_{cr} muß als Umkehrpunkt der Partialwelle mit $l = l_{cr}$ der Bedingung genügen, daß das aus Nuclear-, Coulomb- und Zentrifugalterm zusammengesetzte Schwerionenpotential an dieser Stelle gleich der kinetischen Energie ist.

$$E = V_{Nuc}(R_{cr}) + V_{Coul}(R_{cr}) + \frac{\hbar^2 l_{cr}^2 (l_{cr} + 1)}{2\mu R_{cr}^2}$$

Bei nicht zu hohen Energien wird die Energieabhängigkeit des Fusionswirkungsquerschnittes recht gut unter Annahme eines energieunabhängigen kritischen Radius $R_{cr} = r_{cr} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ ($r_{cr} = 1,0 \text{ fm} \equiv$ Halbdichterradius) beschrieben durch ⁷⁾:

$$\sigma_{fus} = \pi R_{cr}^2 \left(1 - \frac{V_{Nuc}(R_{cr}) + V_{Coul}(R_{cr})}{E} \right) \quad (6)$$

2.3. Zerfall des Compoundkerns

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{cc'}$ für den Zerfall eines Compoundkerns C mit Anregungsenergie E^* , Spin J und Parität π in einen Tochterkern C' im Zustand (E'^*, J', π') faktorisiert wegen der Unabhängigkeit von Bildung und Zerfall in den Bildungswirkungsquerschnitt σ_C und eine Zerfallswahrscheinlichkeit $P_{cc'}$, die nur noch von Eigenschaften des Compoundkerns und der Zerfallsprodukte abhängig ist.

$$\sigma_{cc'} = \sigma_C(E^*, J, \pi) \cdot P_{cc'} \quad ; \quad P_{cc'} = \frac{\Gamma_{cc'}}{\Gamma} \quad (7)$$

Die Zerfallswahrscheinlichkeit $P_{cc'}$ läßt sich durch das Verhältnis der Partialbreite $\Gamma_{cc'}$ zur totalen Zerfallsbreite Γ darstellen. Die totale Zerfallsbreite Γ berechnet sich unter Berücksichtigung aller möglichen Zerfälle aus der Summe der Partialbreiten.

Nach dem Reziprozitätstheorem für Kernreaktionen ⁸⁾ können die Wahrscheinlichkeiten für den Teilchenzerfall eines Kerns C in den Restkern C' aus den (meßbaren) Wirkungsquerschnitten für das inverse Problem, Bildung des Kerns C aus Kern C' und emittiertem Teilchen, bestimmt werden. Nach Thomas ergibt sich hierfür folgender Ausdruck ⁹⁾:

$$\Gamma_{cc'} = \frac{S'(E^{*'}, J', \pi')}{2\pi S(E^*, J, \pi)} \sum_{S=|J'-s|}^{J'+s} \sum_{l=|J-S|}^{J+S} T_1^{cc'}(E) dE \quad (8)$$

$$E = E^* - E^{*'} - B$$

E ist die kinetische Energie, B die Bindungsenergie und s der Spin des emittierten Teilchens. S und S' sind die Niveaudichten im Compound- bzw. Tochterkern. Die $T_1^{cc'}(E)$ sind die Transmissionskoeffizienten für die Streuung des emittierten Teilchens am Kern C' mit Energie E und Bahndrehimpuls l. Sie können mit dem optischen Modell berechnet werden. Hierbei wird angenommen, daß die Transmissionskoeffizienten nicht von der Anregungsenergie des Kerns C' abhängen.

Der mit der Teilchenemission konkurrierende γ -Zerfall läßt sich nach Grover und Gilat in ähnlicher Form wie oben beschreiben ¹⁰⁾:

$$\Gamma_{cc} = \frac{S(E^{*'}, J', \pi')}{2\pi S(E^*, J, \pi)} \sum_1 \int_1 E_\gamma^{2l+1} dE_\gamma \quad (9)$$

1 ist die Multipolarität, E_γ die Energie der Strahlung. Die Gewichte

E_J^{2J+1} beschreiben die Energieabhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeiten. Die Konstanten $\{ \}$ können durch Anpassen der δ -Breiten an experimentell bekannte Breiten für Übergänge zwischen tiefliegenden Zuständen in Kernen des aktuellen Massenbereichs gewonnen werden.

Wie aus den Zerfallsgleichungen (8) und (9) ersichtlich ist, spielen beim Zerfall des Compoundkerns Niveaudichten eine wesentliche Rolle. Da experimentelle Werte bislang nur für niedrige Anregungsenergien und Spins vorliegen, ist man weitgehend auf die Beschreibung der Niveaudichten durch Formeln angewiesen. Im allgemeinen wird von der Modellvorstellung des Kerns als Fermigas ausgegangen. Lang hat daraus einen Formalismus abgeleitet ¹¹⁾, nachdem sich die Niveaudichte $\mathcal{S}$ bei Anregungsenergie E und Spin J folgendermaßen berechnet:

$$\begin{aligned}\mathcal{S}(E, J) &= \omega(E, M=J) - \omega(E, M=J+1) \\ \omega(E, M) &= \omega(E - M^2/a \cdot R, 0) \\ \omega(E, 0) &= \frac{1}{12 \sqrt{R} a^2 t^3} \exp(2 \sqrt{aU}) \\ U &= E - M^2/a \cdot R - \Delta = at^2 - 3/2t\end{aligned}\quad (10)$$

$\omega(E, M)$ ist die Niveaudichte bezüglich der Projektion M des Drehimpulses J auf eine bestimmte Achse. Durch den "Niveaudichteparameter" a wird die Energieabhängigkeit der Niveaudichte bestimmt. Die Spinabhängigkeit der Niveaudichte wird durch den Parameter $a \cdot R = 2\theta$ geregelt. θ ist das effektive Trägheitsmoment des Kerns. U ist die effektive (thermische) Anregungsenergie, t die thermodynamische Temperatur des Kerns. Δ ist ein Korrekturterm zur Berücksichtigung der Paarungsenergie des jeweiligen Kerns.

Die Niveaudichteformeln beinhalten eine Yrastlinie ($\mathcal{S}(E, J) = 0$) der Form

$$E_y = \frac{J(J+1)}{2\theta} + \Delta \quad (11)$$

Die wichtigste Zerfallsart hochangeregter Compoundkerne ist die Emission von Nucleonen und α -Teilchen. Da die Emissionswahrscheinlichkeit proportional zur Niveaudichte im Tochterkern, diese aber bei hohen Anregungsenergien am größten ist, werden Übergänge in hochliegende Zustände bevorzugt. Im allgemeinen ist die Anregungsenergie im Tochterkern noch so hoch, daß weitere Teilchenzerfälle folgen. Für den Weiterzerfall des Tochterkerns und eventueller Folgekerne gelten Gleichung (8) und (9) sinngemäß. Neben den leichten Teilchen können auch schwere Fragmente vom Compoundkern emittiert werden. Solche Zerfälle sind jedoch wegen der hohen Separationsenergie schwerer Ionen und der hohen Coulombbarriere stark behindert. γ -Zerfälle treten hauptsächlich am Ende einer Zerfallskette, insbesondere wenn die verbleibende Anregungsenergie nicht mehr zur Teilchenemission ausreicht, in Erscheinung. In Abb. 1 sind die energetischen Verhältnisse in einer Zerfallskette skizziert.

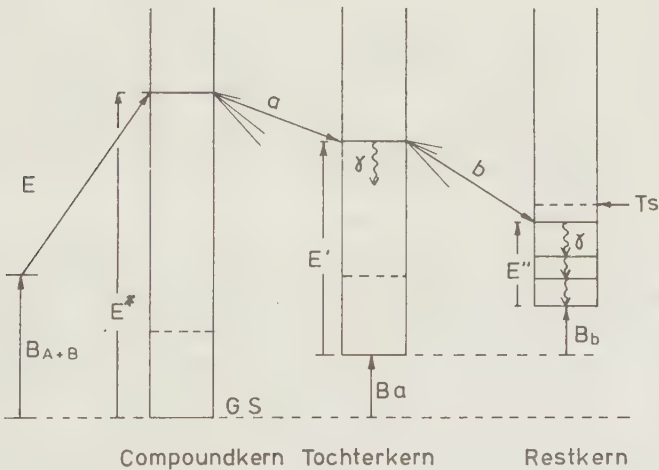


Abb. 1: Energetische Verhältnisse beim Compoundkernzerfall. Der mit der Energie E^* angeregte Compoundkern zerfällt durch Emission eines Teilchens a in einen Tochterkern der seinerseits durch Emission eines Teilchens b weiterzerfällt. Ein Restkern ist erreicht, wenn die restliche Anregungsenergie unterhalb der Teilchenemissionsschwelle T_s liegt.

3. EXPERIMENTELLE TECHNIK

3.1. Durchführung der Experimente

Zur Messung der Fusion von ^{16}O mit ^{12}C und ^{16}O wurde der 60 MeV ^{16}O -Strahl des MP-Tandembeschleunigers der Münchner Universitäten verwendet. Als Target für das $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ Experiment wurde eine $70\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Kohlenstoffolie verwendet. Beim $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ - Experiment wurde ein freitragendes SiO_2 Target mit $100\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Dicke benutzt. Die verwendeten Materialien hatten natürliche Isotopenzusammensetzung. Eventuelle Störreaktion von ^{16}O am ^{28}Si des SiO_2 -Targets konnten durch eine Kontrollmessung, bei der ein reines ^{28}Si -Target verwendet wurde, weitgehend ausgeschlossen werden. Die Restkerne wurden mit einem Flugzeit- $\Delta\text{E-E}$ -Teleskop identifiziert. Hierbei wurden Winkel zwischen $\theta_L = 2^\circ$ und $\theta_L = 22^\circ$ überstrichen.

Die Messung der Fusion von ^{32}S mit ^{27}Al und $^{24,25,26}\text{Mg}$ wurde am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt. Der 160 MeV ^{32}S -Strahl wurde vom aufgegradeten MP-Tandembeschleuniger des Instituts geliefert. Als Targets dienten gewalzte Folien von $400\text{--}500\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Dicke. Die Targetmaterialien waren natürliches Aluminium bzw. isotopisch angereichertes Magnesium. Zum Nachweis der Restkerne diente ebenfalls ein Flugzeit- $\Delta\text{E-E}$ -Teleskop. Es wurden Winkelverteilungen zwischen $\theta_L = 3^\circ$ und $\theta_L = 16^\circ$ gemessen.

Als Streukammern dienen die in den Münchner und Heidelberger Labors vorhandenen großen Bandkammern, an die, die aus jeweils am Ort vorhandenen Komponenten zusammengefügt Flugzeit- $\Delta\text{E-E}$ -Teleskope außen angeflanscht wurden. Eine genauere Beschreibung der experimentellen Aufbauten wird im nächsten Abschnitt gegeben. Die Detektorsignale wurden mit Standardelektronik aufbereitet und in On-line-Computer gefüttert (München: PDP-8/PDP-10-System; Heidelberg: SIGMA 2). Die Computer schrieben Ereignis für Ereignis als Flugzeit- $\Delta\text{E-E}$ -Wertetripel auf Magnetband. Um die Rechenmaschinen nicht unnötig zu belasten, wurden die stark anfallenden elastischen Ereignisse elektronisch untersetzt. Die auf Magnetband gespeicherten Daten wurden später einer Off-line-Auswertung unterzogen.

3.2. Experimenteller Aufbau

3.2.1 Forderungen an das Teilchennachweissystem

Aus der speziellen Kinematik der Fusionsreaktionen ergeben sich für den Nachweis der Restkerne durch Zählerteleskope widrige experimentelle Randbedingungen. Wegen der Erhaltung des in die Reaktion eingebrachten linearen Impulses kann der Compoundkern nur in Strahlrichtung ($\theta_L = 0^\circ$) weiterfliegen. Seine kinetische Energie im Laborsystem beträgt nur noch den Bruchteil M_{Proj}/M_C der Einschußenergie, der Rest wurde in Anregungsenergie umgesetzt. Die beim Zerfall des Compoundkerns emittierten leichten Teilchen übertragen einen Rückstoßimpuls auf den Restkern. Dadurch wird neben einer Abbremsung oder Beschleunigung des Restkerns eine Auslenkung desselben aus der Strahlrichtung bewirkt, aufgrund derer der Nachweis durch außerhalb des Primärstrahls aufgestellte Detektoren möglich wird. Wegen des ungünstigen Massenverhältnisses von Restkern und emittierten Teilchen ist die Auslenkung aus der 0° -Richtung jedoch sehr klein.

Die Hauptschwierigkeit beim Nachweis der Restkerne liegt daher in der immens hohen Rate elastisch gestreuter Teilchen, die in den Detektor gelangen. Die relativ große Masse und die geringe kinetische Energie der Restkerne (typ.Bsp: 30 MeV ^{29}Si -Ionen aus $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$) bedeutet eine zusätzliche Schwierigkeit bei der Identifizierung der Teilchen. Das Nachweissystem sollte sich daher durch hohes Auflösungsvermögen, eine niedrige Nachweisschwelle und Unempfindlichkeit gegen hohe Zählraten auszeichnen. Wegen des schmalen Winkelbereichs der Restkerne sollte der Laborwinkel in feinen Schritten variierbar und gleichzeitig gut definiert sein.

3.2.2 Die Streukammern

Die als Streukammer dienenden Bandkammern haben die nützliche Eigenschaft, daß sie, samt den außen angeflanschten Apparaturen, um eine Achse senkrecht durch die Kammermitte drehbar sind. Der Streuwinkel

kann so, ohne daß das Vakuum in der Apparatur gebrochen werden muß, kontinuierlich variiert werden. Die Drehung der Kammer erfolgt um einen starr mit dem Fußboden verbundenen zentralen Kammerfuß, der das Target, Monitorzähler und (evtl.) einen Faradaybecher zur Strahlstrommessung trägt. Der Kammermantel ist durch einen horizontalen, etwa den halben Umfang der Kammer umfassenden Schlitz von 3 cm Höhe durchbrochen, durch den der Teilchen-Strahl in die Kammer eingeschossen wird. Dieser Schlitz wird durch ein dünnes, elastisches Edelstahlband abgedeckt, das durch Spangen auf einen Satz, den Schlitz umfassender Profil-Dichtringe angedrückt wird. Das verjüngte Ende des Strahlrohres wird vakuumdicht in eine Bohrung im Band eingepaßt. Beim Verdrehen der Kammer gleitet das am Strahlrohr fixierte Band dichtend über den Eintrittsschlitz im Kammermantel. Das Grundvakuum in den angesprochenen Kammern beträgt ca. 10^{-6} Torr. Die Verwendung ausgemusterter Schiffsgeschützlafetten aus Beständen der Bundeswehr als drehbare Unterbauten für die Bandkammern hat sich in beiden Labors sehr bewährt. Anhand von in die Lafetten eingebauten Meßuhren läßt sich der Winkel des Teleskops relativ zur Strahlachse auf besser als $0,02^\circ$ genau ablesen. Die Münchner Bandkammer ist in der Dissertation von G. Gaul genau beschrieben ¹²⁾.

Bei dem in München durchgeführten Experiment wurde die Strahlrichtung (0° -Richtung) durch Kollimatorblenden auf besser als $0,2^\circ$ genau festgelegt. Die Messung der Primärstrahlintensität erfolgt mithilfe eines Monitorzählers, der, während der Datenaufnahme, unter $\theta_L = 10^\circ$ bzw 15° die Rate elastisch gestreuter Teilchen registrierte. Die Zählrate im Monitorzähler wurde in einer Eichmessung mit einem außen an die Kammer isoliert angeflanschten 0,5 m langen Rohr als Faradaycup auf den Strahlstrom geeicht. Da dieser Faradaybecher bei der Messung mit der Kammer mitbewegt wurde, konnte er nicht als Strahlmonitor dienen. Beim Experiment in Heidelberg wurde auf eine Strahlbegrenzung durch Blenden verzichtet. Die Strahlrichtung wurde hier durch Vergleich der elastischen Streuung unter $\theta_L = -5^\circ$ und $\theta_L = +5^\circ$ bestimmt. Die Abweichung von der Soll- 0° -Richtung betrug ca. $0,1^\circ$. Zur Messung des Strahlstromes dienten ein im Kammerinnern montierter Monitorzähler und ein Faradaybecher.

3.2.3 Die Flugzeit- ΔE -E-Teleskope

Die Teilchennachweisteleskope bestanden aus einem Szintillatorfolienstartdetektor und einem ΔE -E-Teleskop am Ende der 1,15 m bzw. 1,85 m langen Flugstrecke. Stellvertretend für die beiden Anordnungen ist in Abb. 2 der Münchner Aufbau dargestellt, von dem sich die in Heidelberg verwendete Apparatur nur in einigen Details unterscheidet.

Die Funktionsweise der verwendeten Szintillatorfolienstartdetektoren beruht auf dem Nachweis des Lichtblitzes, der beim Durchflug eines schweren Ions durch eine dünne Folie aus Plastiksintillatormaterial entsteht, mittels einer schnellen Photovervielfacherröhre. Zur besseren Ausnützung der bei jeder Szintillation erzeugten Lichtmenge, werden die Lichtblitze von einem Hohlspiegel gesammelt und auf die Photoathode des Vervielfachers reflektiert. Beim Münchner Detektor ¹³⁾ wird hierzu ein elliptischer, beim Heidelberger ¹⁴⁾ ein halbkugelförmiger Reflektor verwendet. Die Dicke der Szintillatorfolien betrug beim Münchner Teleskop $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, beim Heidelberger ca. $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Es wurden Folien aus NE 111 Material verwendet. Die Stoppsignale für die Flugzeitmessung wurden mit schnellen Vorverstärkern von den als Restenergiedetektoren dienenden Siliziumhalbleiterzählern der ΔE -E-Teleskope abgenommen.

Wegen der geringen Energie der nachzuweisenden Restkerne ist eine Energieverlustmessung nur mit einem ΔE -Detektor geringer Dicke möglich, da sichergestellt sein muß, daß keine Teilchen bereits im ΔE -Volumen gestoppt werden. Siliziumhalbleiterzähler von 2 - 3 μm Dicke sind teuer, empfindlich und zu kleinflächig. Gaszähler hingegen sind robust, die ΔE -Schichtdicke läßt sich durch entsprechende Wahl des Gasdruckes beliebig einstellen. Als ΔE -Zähler wurden deshalb gasgefüllte Detektoren verwendet. Die E-Halbleiterzähler befanden sich jeweils am Ende der aktiven Gasstrecken im Gasraum der ΔE -Zähler. Bei der Münchner $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, ^{12}C -Messung wurde ein ΔE -Proportionalzählrohr ¹⁵⁾ verwendet. Die Länge der aktiven Gasstrecke betrug 7,5 cm. Bei einer Füllung mit 40 Torr Argon (90 %)-Methan (10 %)-Gasmischung entspricht das einer

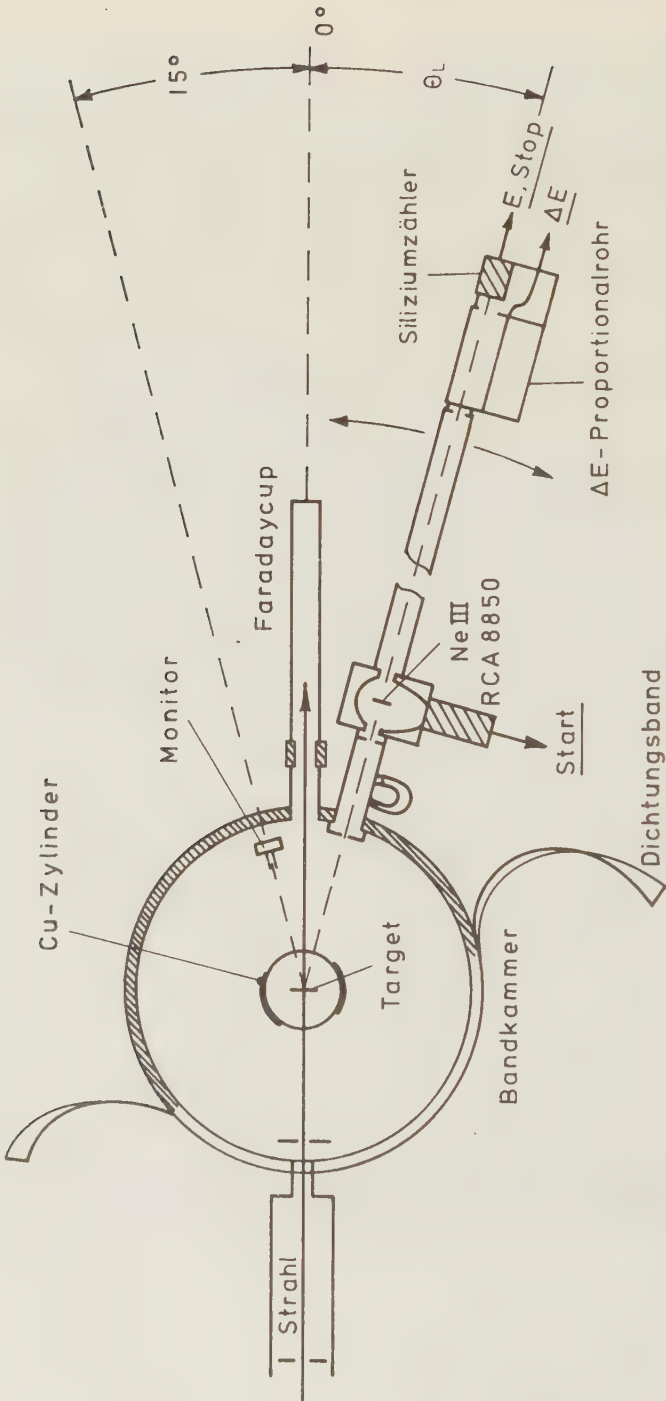


Abb. 2: Experimentelle Anordnung zum Nachweis von Fusionsrestkernen. Die einzelnen Komponenten des Aufbaus werden im Text beschrieben. Der Winkel des Flugzeit- ΔE -Teleskops zur Strahlachse (θ_L) ist durch Verdrehen der Bandkammer variierbar. Der gekühlte Cu-Zylinder um das Target dient zur Vermeidung von C-Niederschlag auf den Targets.

Siliziumschichtdicke von $2,3\mu$. Der Zählrohr des Proportionalrohres war in Flugrichtung der eintretenden Teilchen gespannt. Das Eintrittsfenster bestand aus einer $80\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Formvarfolie, die von einem Drahtgitter (85 % Transmission) gestützt wurde und hatte einen Durchmesser von 6 mm. Zur Messung der Restenergie diente ein Ortec-Standardzähler mit 150 mm^2 Fläche und 300μ Dicke.

Leider stand bei der Messung in München noch nicht eine ΔE -Ionisationskammer zur Verfügung, wie sie in Heidelberg verwendet wurde¹⁶⁾. Dieses Gerät verbindet eine bessere Energieauflösung mit einer größeren Eintrittsöffnung. Der Massenidentifizierung von Fusionsrestkernen aus der Eisengengend ist weniger durch die Zeitauflösung als vielmehr durch die Energieauflösung des Teleskops eine Grenze gesetzt. Deshalb wurde, um das Energieverluststraggling in der Eintrittsfensterfolie möglichst klein zu halten, die Ionisationskammer mit einem Fenster aus nur $30\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken Parilenc-Material ausgerüstet. Die Folie wurde von einem photochemisch geätzten Nickelgitter (90 % Transmission) gestützt. Die Fläche der Fensteröffnung betrug 1 cm^2 . Als Füllgas wurde Isobuthan (C_4H_{10}) verwendet. Das bringt gegenüber der sonst üblichen Argon-Methan-Gasmischung den Vorteil, daß wegen des höheren Molekulargewichtes (1 Mol Isobuthan = 58 g; 1 Mol Argon = 36 g), ein geringerer Gasdruck zur Einstellung derselben ΔE -Schichtdicke genügt. Auf diese Weise mußte das empfindliche Fenster nur mit einem Druck von 20 Torr belastet werden. Darüberhinaus scheinen durch Verwendung von Isobuthan beim Nachweis mittelschwerer schwerer Ionen bessere Energieauflösungen erzielbar zu sein¹⁷⁾. Die Ionisationskammer wies eine aktive Gasstrecke von 12 cm Länge auf, was einer ΔE -Schichtdicke von 3μ Silizium entspricht. Als Restenergiedetektor diente ein Ortec-Standardzähler mit 250μ Dicke und 300 mm^2 Fläche. Beide beschriebenen Gasdetektoren wurden im Gasdurchflußbetrieb betrieben. Der Gasdruck wurde mithilfe cartesischer Manostaten auf ca. 0,5 % genau konstant gehalten.

Die Raumwinkel der Teleskope wurden durch Blenden in den ΔE -E-Teleskopen definiert. Beim Proportionalzähler war der Rand des Eintrittsfensters, bei der Ionisationskammer eine Blende vor dem Restenergiedetektor definierende Blende. Die Raumwinkel der Teleskope betrugen 0,007 msr, bzw. 0,02 msr (Heidelberg).

TABELLE 1: Technische Daten der verwendeten Flugzeit- ΔE -E-Teleskope

a) Teleskop für das $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ und $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ Experiment (München)			
Startdetektor:	50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Ne 111 Folie, elliptischer Reflektor, RCA 8850-Photovervielfacherröhre		
Energie-(Stop-)detektor:	Si-Halbleiterzähler 300 μ , 150 mm^2		
ΔE -Zähler:	Proportionalzählrohr, Eintrittsfenster 80 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Formvar 6 mm $\varnothing$, Aktive Länge 7,5 cm, Gasfüllung 40 Torr Argon (90 %)-Methan (10 %) Gasmischung.		
Flugstrecke:	1,15 m		
Raumwinkel:	0,007 msr		
Auflösungen:	Zeitauflösung	450 ps (für 60 MeV ^{16}O)	
	Energieauflösung	300 KeV	"
	ΔE -Auflösung	200 KeV $\approx$ 8 %	"
	Massenauflösung	0,5 - 0,7 amu	
	Z-Auflösung	0,5 - 0,7 Z-Einheiten	

b) Teleskop für das $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ und $^{32}\text{S} + ^{24,25,26}\text{Mg}$ Experiment (Heidelberg)			
Startdetektor:	100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Ne 111, halbkugelförmige Reflektor, Photovervielfacherröhre		
Energie-(Stop-)detektor:	Si-Halbleiterzähler 250 , 300 mm^2		
ΔE -Zähler:	Ionisationskammer, Eintrittsfenster aus 30 g/cm^2 Parylen, 100 mm^2 , Aktive Länge 12 cm, Gasfüllung 20 Torr Isobuthan.		
Flugstrecke:	1,85 m		
Raumwinkel:	0,02 msr		
Auflösungen:	Zeitauflösung	300 ps (für 160 MeV ^{32}S)	
	Energieauflösung	300 KeV	"
	ΔE -Auflösung	400 KeV $\approx$ 3 %	"
	Z-Auflösung	0,5 Z-Einheiten	
	Massenauflösung	0,6 - 0,9 amu	

Aus Auflösungsgründen wurde darauf geachtet, daß die Zählrate in den ΔE -E-Teleskopen nicht einige 1000/sec überstieg, gegebenenfalls wurde der Strahlstrom reduziert. Die Startdetektoren waren wegen des größeren Raumwinkels einer höheren Zählrate ausgesetzt. In Tab. 1 findet sich eine Zusammenstellung der technischen Daten der Teleskope und der im Experiment erreichten Auflösungen.

3.3. Aufbereitung der Rohdaten

Die in den beiden Experimenten gewonnenen Rohdaten wurden am PDP-10-Computer des Garchinger Tandembeschleunigerlabors in einer "Event by Event"-Analyse off-line ausgewertet. Es stellte sich heraus, daß die vorhandenen Teilchenidentifizierungsprogramme¹⁸⁾, denen von Northcliffe und Shilling tabellierte Reichweitewerte¹⁹⁾ zugrunde liegen, nur äußerst unbefriedigende Ergebnisse liefern. Das ist darauf zurückzuführen, daß die tabellierten Werte in der Nähe des Bragg-Maximums um ca. 30 % von der Realität abweichen. Es wurde deshalb ein datenbezogenes Verfahren entwickelt, mit dem aus einer 2-dimensionalen ΔE -E-Matrix ein optimales eindimensionales Z-Spektrum erzeugt werden kann. Hierzu werden in einem vorbereitenden Lauf alle ΔE -E-Wertepaare in eine 128 x 128-Matrix gesammelt. Stellt man, wie in Abb. 3 a, das Ergebnis in einem Dichte-Plot dar, so kann man leicht die einzelnen Elemente als Linien identifizieren. Einige markante Element-Linien werden durch Punkte markiert und zu Polygonzügen stilisiert. Das Netz dieser so definierten $Z = \text{Const.}$ -Linien wird punktweise in den Computer abgespeichert. Jeder dieser Linien wird ein fester Kanal in einem Z-Spektrum zugewiesen. Alle Ereignisse, die auf eine solche Linie fallen, werden in den der Linie zugewiesenen Kanal im Z-Spektrum gesammelt. Ereignisse, die zwischen zwei Linien fallen, werden so in das durch die zugewiesenen Kanäle begrenzte Intervall im Z-Spektrum sortiert, daß sie es im gleichen Verhältnis teilen wie den Abstand der Linien in der ΔE -E-Ebene. Das Verfahren ist in Abb. 4 dargestellt. Auf diese Weise wird das in Abb. 3 b dargestellte Z-Spektrum gewonnen.

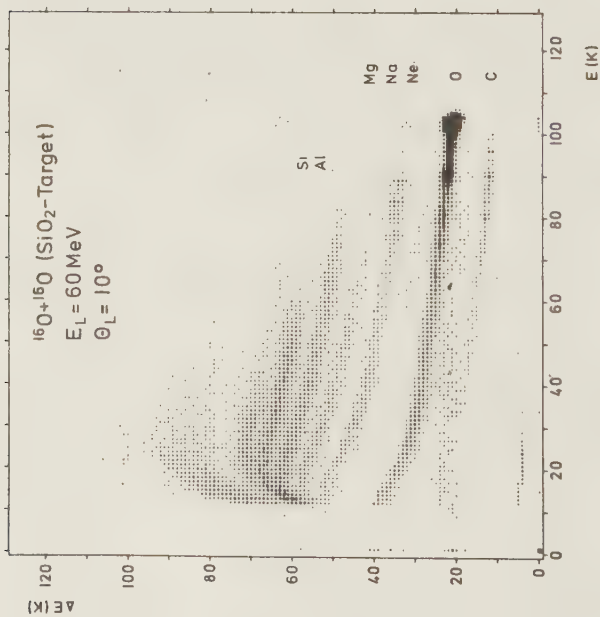


Abb. 3 a:

Dichte-Plot einer ΔE -E-Matrix

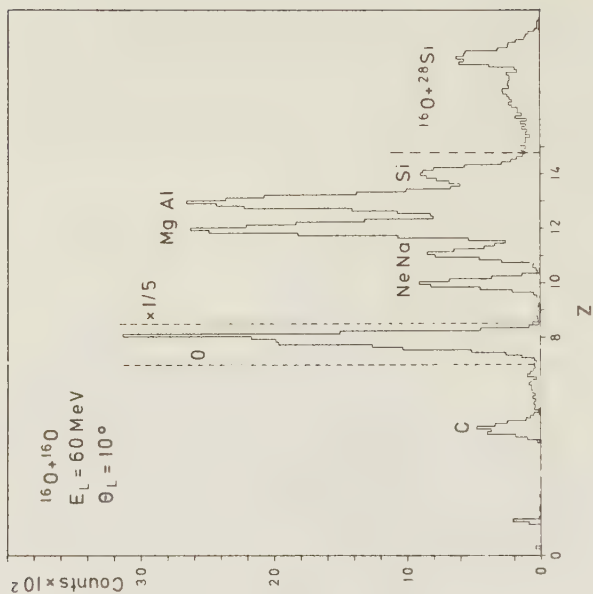


Abb. 3 b:

Eindimensionales Z-Spektrum, das nach der im Text und in Abb. 4 angegebenen Methode aus der Matrix in Abb. 3 b gewonnen wurde.

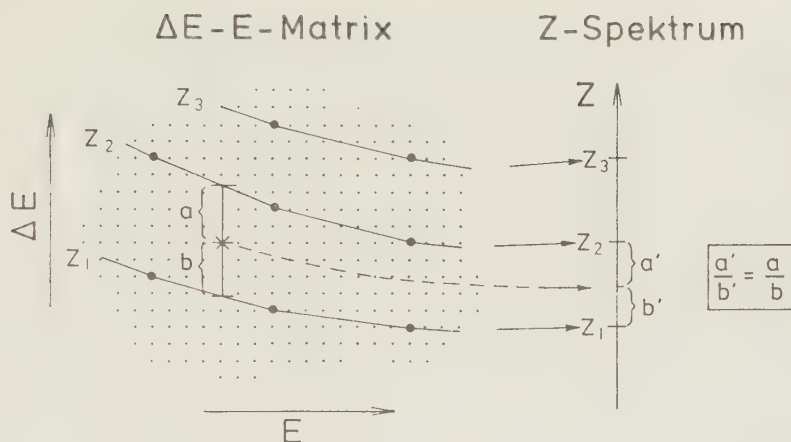


Abb. 4: Erzeugung eines eindimensionalen Z-Spektrums aus einer zwei-dimensionalen ΔE -E-Matrix. Die einzelnen Z-Linien werden durch Polygonzüge (Z_1, Z_2, Z_3) markiert. Jedes Ereignis in der ΔE -E-Matrix (*) wird entsprechend seines Abstandes zu den nächsten Z-Linien in ein Intervall im Z-Spektrum einsortiert.

Die Massenzahl eines im Teleskop nachgewiesenen schweren Ions berechnet sich aus den Meßgrößen Flugzeit T (ns), Energie E (MeV) und der Flugstrecke S (cm) gemäß

$$M = 1,93 \frac{ET^2}{S^2} \quad (12)$$

für die Massenauflösung gilt:

$$\Delta M/M = \left\{ (2\Delta t/t)^2 + (\Delta E/E)^2 + (\Delta S/S)^2 \right\}^{1/2} \quad (13)$$

Für Fusionsprodukte ist die Energie klein und die Flugzeit lang. In diesem Fall wird die Massenauflösung im wesentlichen durch die Energieauflösung begrenzt.

Da Nichtlinearitäten im Nachweissystem vorhanden waren, ließ sich durch Anwendung von Gleichung (12) nur ein minderwertiges Massenspektrum erzeugen. Im Idealfall müßten, wenn man alle T-E-Ereignisse nach Gleichung (12) in M-E-Ereignisse umrechnet, in eine Matrix sammelt und diese dar-

stellt (Abb. 5 a), alle Massenlinien exakt parallel zur Energieachse verlaufen. Wie man sieht, trifft das besonders für niedrige Energien nicht zu. Der Grund hierfür liegt darin, daß zum einen die Flugzeit durch die Abbremsung im Gas des ΔE -Detektors verfälscht, und zum anderen die Energiemessung durch tote Schichten wie Eintrittsfensterfolien und durch Pulshöhendefekt im Restenergiedetektor beeinträchtigt wird. Die Abbremsung im Gas bewirkt das starke Aufwärtsbiegen der Massenlinien am niederenergetischen Ende. Pulshöhendefekt und Energieverlust in Totschichten sind für die sonstige, mit steigender Massenzahl zunehmende Energieabhängigkeit der Massenlinien verantwortlich. Der schräg vom Hochenergieende der Masse-16-Linie zur linken unteren Ecke des Bildes verlaufende Strich ist auf elastisch gestreute Teilchen, die im Stützgitter des Eintrittsfensters zum Proportionalrohr inelastisch gestreut wurden, zurückzuführen. Um aufwendige Korrekturen an Flugzeit und Energie-Werten zu vermeiden, wurde die M-E-Matrix nach derselben Methode wie die ΔE -E-Matrix aufbereitet. Das so gewonnene verbesserte Massenspektrum ist in Abb. 5 b dargestellt.

Um eine korrekte Eichung der nach der beschriebenen Methode generierten Z- bzw. Massenspektren zu bekommen, ist es nötig, daß man die einzelnen Massen- bzw. Z-Linien in der ET^2 -E bzw. ΔE -E-Matrix klar identifizieren kann. Bei den $^{16}O + ^{16}O$, ^{12}C -Daten gab es diesbezüglich keine Probleme. Bei den S + Mg, Al-Daten wurde glücklicherweise, dank der Fusion des Schwefels mit Kohlenstoff- und Sauerstoff-Kontaminationen auf den Targets, die Lücke zwischen Transfer- und Fusionsprodukten aufgefüllt, so daß die Element- und Massenlinien einfach durch von der ^{32}S -Linie ausgehendes Abzählen identifiziert werden konnten.

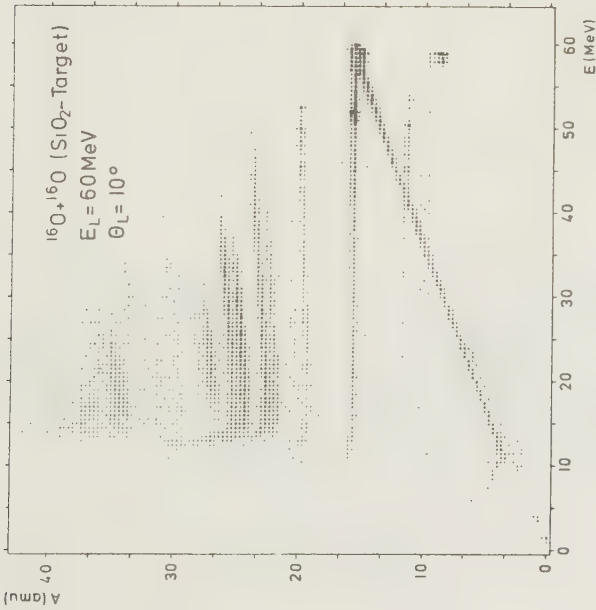


Abb. 5 a:

Dichte-Plot einer M-E-Matrix. Die Massenzahl A wurde nach Gleichung (11) berechnet. Die Energieabhängigkeit der Massenzahlen ist durch Nichtlinearitäten im Nachweissystem bedingt (s. Text).

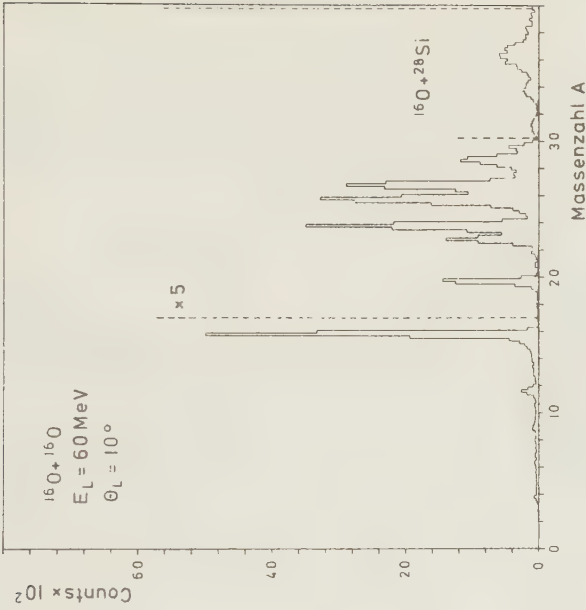


Abb. 5 b:

Aus der in Abb. 5 a dargestellten Matrix gewonnenes Massenspektrum. Es wurde das in Text und Abb. 4 skizzierte Abbildungsverfahren angewendet. Einfache Projektion der Matrix (Abb. 5 a) auf die Massenzahlachse ergab ein Spektrum geringerer Qualität.

4. ANALYSE DER MEßERGEBNISSE FÜR DIE $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ UND $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ REAKTION

Unter Anwendung des oben beschriebenen Verfahrens wurden aus den Rohdaten totale Z-Spektren gewonnen. Auf die einzelnen Elemente im Z-Spektrum wurden Fenster gesetzt und zu jedem Z ein Massenspektrum generiert. Für jedes Isotop wurde schließlich ein Energiespektrum angelegt.

4.1 Energiespektren der Restkerne

Die Energiespektren der in den Reaktionen $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ bzw. $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ produzierten Restkerne weisen, je nachdem ob der betreffende Restkern durch Verdampfung von nur Nucleonen oder aber auch α -Teilchen gebildet wurde, zwei verschiedene Formen auf. Im ersteren Fall ergeben sich um den Schwerpunkt $\bar{E} = E_C \cdot M_{\text{res}}/M_C$ zentrierte, 10 - 15 MeV breite, glockenförmige Energiespektren (Abb. 6 a) während im zweiten Fall (Abb. 6 b) wesentlich breitere Verteilungen mit zum Teil Kamelrückenstruktur beobachtet werden. Diese Unterschiede erklären sich aus der Kinematik. Werden nur Nucleonen vom Compoundkern verdampft, so ist der auf den Restkern übertragene Rückstoßimpuls wegen des ungünstigen Massenverhältnisses von Nucleon und Restkern sehr klein. Die Restkerne behalten im wesentlichen die Geschwindigkeit des Compoundkerns bei, das Laborenergiespektrum ist deshalb relativ schmal. Da α -Teilchen die vierfache Nucleonenmasse besitzen, können sie bei gleicher Emissionsenergie etwa den vierfachen Rückstoß auf den Restkern übertragen, was sich in wesentlich breiteren Energiespektren der durch α -Emission produzierten Restkerne äußert.

Die Doppelhöckerstruktur des ^{23}Na -Spektrums (Abb. 6 b) kommt folgendermaßen zustande: Wegen der relativ hohen Coulomb- und Zentrifugalbarriere werden die α -Teilchen mit mindestens 5 MeV Energie vom Compoundkern emittiert. Aus dem Fehlen kleiner Emissionsenergien (kleiner Rückstöße) erklärt sich das Loch in der Mitte des ^{23}Na -Spektrums. Der niederenergetische bzw. hochenergetische Höcker des Spektrums entspricht Ereignissen, bei denen das α -Teilchen in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung emittiert, der Restkern durch den Rückstoß also abgebremst bzw. beschleunigt wurde. Aus der Separation der beiden Höcker ließ sich die mittlere Energie der evaporierten α -Teilchen bestimmen, sie beträgt ca. 10 MeV. Mit zunehmender

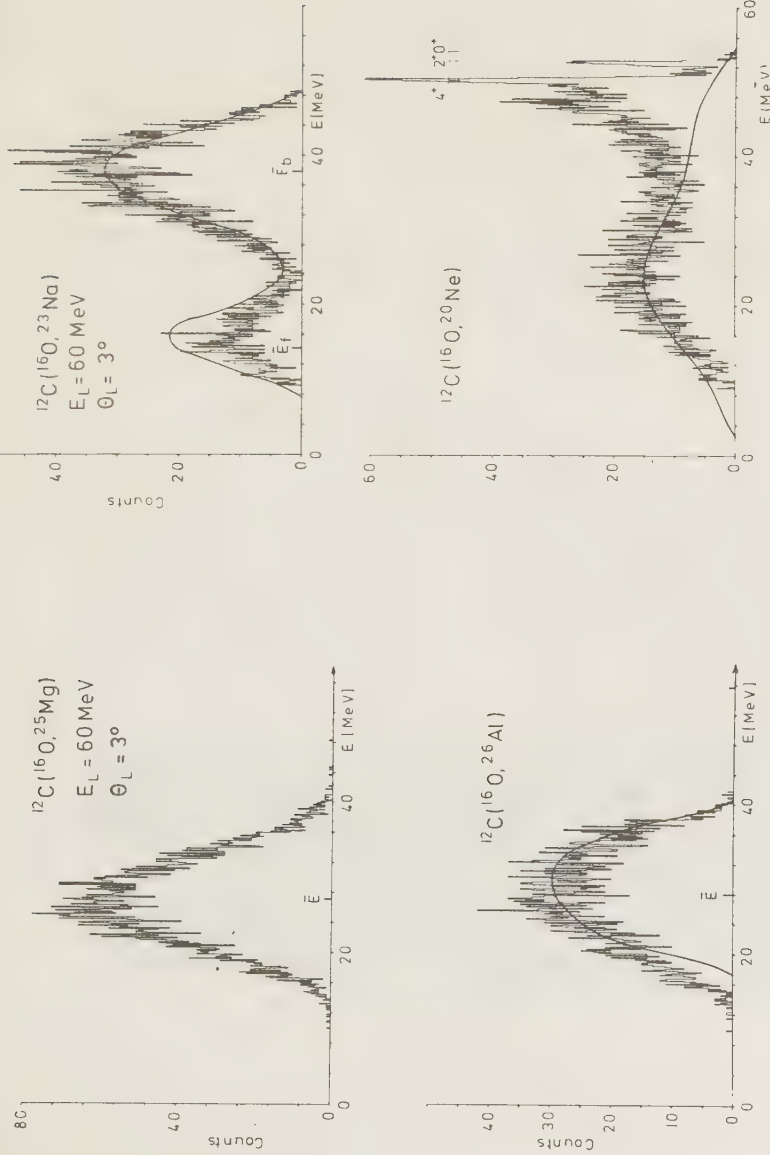


Abb. 6 a: Energiespektren von Restkernen aus Nucleonenevaporation. Wegen des geringen Rückstoßes der Nucleonen sind die Verteilungen relativ schmal. Die eingezeichneten Kurven (s. a. 6 b) sind berechnete Spektrformen (s. Absch. 4.4).

Abb. 6 b: Energiespektren von Restkernen aus α -Teilchenevaporation. Wegen des größeren Rückstoßes der α -Teilchen sind die Verteilungen breiter als in Abb. 6 a. Die zwei Peaks im ^{23}Na Spektrum entsprechen der α -Emission in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung. E_f bzw. E_b entsprechen einem 10 MeV α -Teilchen.

dem Laborwinkel wandern die beiden Höcker aufeinander zu bis sie schließlich verschmelzen. Diese Winkelabhängigkeit der Spektriform ist wiederum auf einen simplen kinematischen Effekt zurückzuführen der in Abb. 7 illustriert ist.

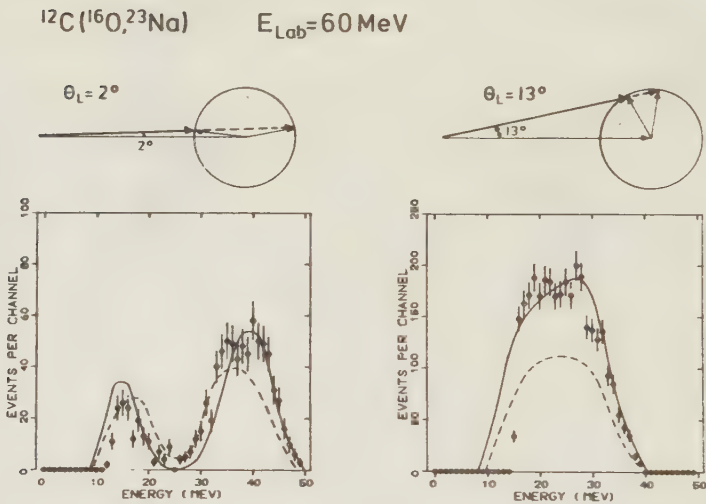


Abb. 7: Energiespektren des Restkerns ^{23}Na unter $\theta_L = 2^\circ$ und $\theta_L = 13^\circ$. Die Abhängigkeit der Spektriform vom Laborwinkel kann anhand der über den Spektren angegebenen Geschwindigkeitsdiagramme erklärt werden. Die Kreise entsprechen dem Rückstoß eines 10 MeV α -Teilchens. Die zwei möglichen Laborgeschwindigkeiten des Restkerns unterscheiden sich bei $\theta_L = 2^\circ$ stark, bei $\theta_L = 13^\circ$ nur wenig. Die eingezeichneten Kurven sind berechnete Spektriformen (s. Abschn. 4.4.1). Die durchgezogenen Kurven ergeben sich, wenn zuerst das α -Teilchen und dann das Proton emittiert werden, die gestrichelten, wenn die Teilchenemission in der umgekehrten Reihenfolge erfolgt.

Das bei der zum Endkern ^{23}Na führenden Reaktion mitabgedampfte Proton verursacht wegen seines geringen Rückstoßimpulses nur eine unwesentliche Verschmierung der von der Emission des α -Teilchens geprägten Kinematik. Andere Verhältnisse liegen beim Zerfall des Compoundkerns ^{28}Si zum Endkern ^{20}Ne (Abb. 6 b) durch Emission zweier α -Teilchen vor. Die Rückstöße der beiden α -Teilchen sind vergleichbar, ihre Emissionsrichtungen jedoch unkorreliert, was zu einer völligen Verwaschung der Kinematik und daher zu einem strukturlosen Energiespektrum führt. Die Linien auf der hochenergetischen Seite des ^{20}Ne -Energiespektrums sind der direkten α -Pick-up-Reaktion $^{12}\text{C} (^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}) ^8\text{Be}$ zuzuschreiben. Die in den dargestellten Spektren teilweise eingezeichneten berechneten Spektrenformen werden im Abschnitt 4.4.1 genauer erläutert.

4.2. Winkelverteilungen der Restkerne

In den Abb. 8 und 9 sind die Laborwinkelverteilungen der wichtigsten Verdampfungsrestkerne aus der $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ bzw. $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ -Fusionsreaktion dargestellt. Sie zeigen den für Fusionsprodukte typischen raschen Abfall mit dem Laborwinkel. Die Breite der Winkelverteilungen ist umso geringer je schwerer der jeweilige Restkern ist. Das liegt wiederum daran, daß der von den abgedampften Teilchen auf den Restkern übertragene Rückstoßimpuls und damit auch die Auslenkung aus der 0° -Richtung umso größer ist je mehr Masse vom Compoundkern evaporiert wurde. Die durch Emission von nur 2 - 3 Nucleonen erzeugten Restkerne ^{26}Al , ^{25}Mg (Abb. 8) und ^{29}Si (Abb. 9) zeigen daher im Vergleich zu den anderen dargestellten Beispielen, bei denen Emission von α -Teilchen eine Rolle spielt, besonders schmale Winkelverteilungen. Die maximal möglichen Laborwinkel sind in den Abbildungen durch kleine Pfeile markiert. Die zum Teil eingezeichneten berechneten Winkelverteilungen werden im Abschnitt 4.4.2 erläutert.

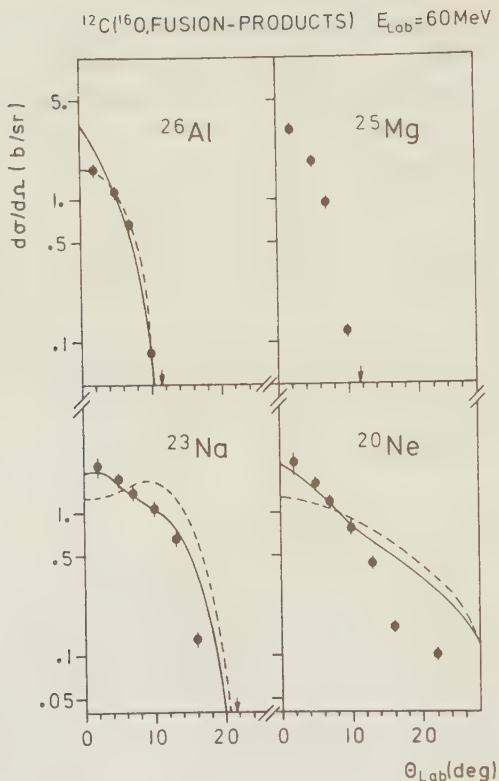


Abb. 8: Winkelverteilungen der wichtigsten Restkerne aus der $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ -Reaktion. Die Winkelverteilungen der Restkerne zeigen bei Evaporation von nur Nucleonen (^{26}Al , ^{25}Mg) einen stärkeren Abfall mit dem Laborwinkel als bei Evaporation von α -Teilchen (^{23}Na , ^{20}Ne). Die kleinen Pfeile markieren die maximalen kinematisch möglichen Laborwinkel der Restkerne. Die eingezeichneten Kurven sind berechnete Winkelverteilungen. Die gestrichelten Kurven ergeben sich bei Annahme einer isotropen Abdampfung im Schwerpunktsystem, die durchgezogenen bei einer $1/\sin\theta_{\text{CM}}$ -Anisotropie der Teilchenemission.

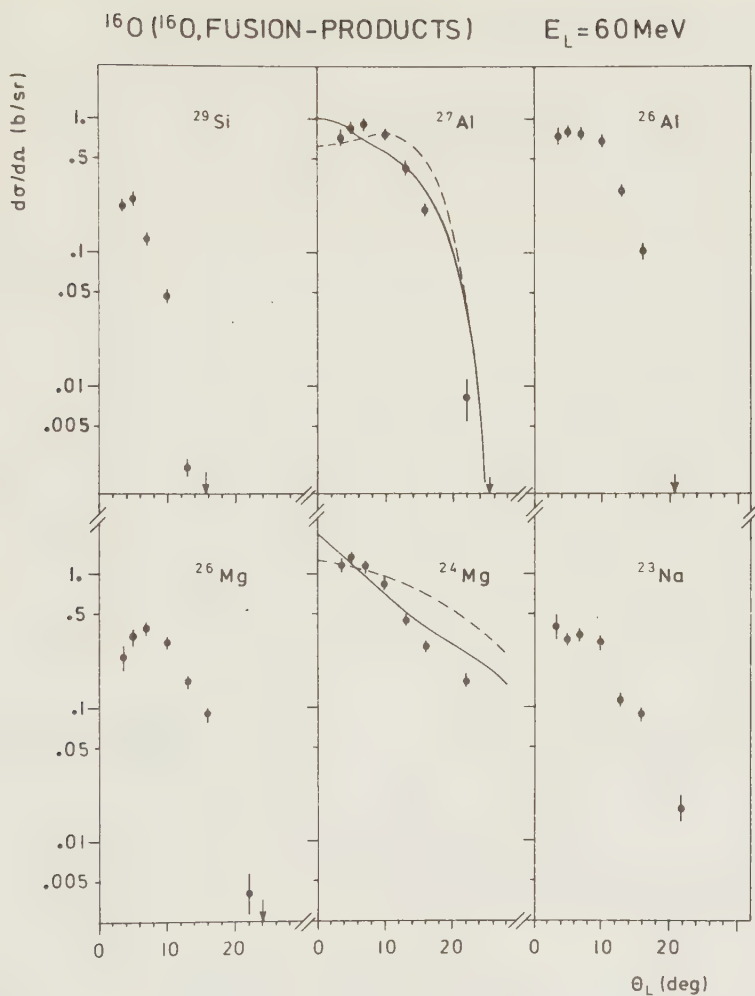


Abb. 9: Winkelyerteilungen der wichtigsten Restkerne aus der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ -Reaktion. Die eingezeichneten Kurven und Pfeile sind in der Bildunterschrift von Abb. 8 erläutert.

4.3. Wirkungsquerschnitte für Restkernbildung und Fusion

Zur Bestimmung totaler Restkernwirkungsquerschnitte wurden die Winkelverteilungen über den Winkel integriert gemäß

$$\sigma_{\text{tot}} = \int \frac{d\sigma}{d\theta} d\theta = 2\pi \int \sin\theta \frac{d\sigma}{d\Omega} d\theta \quad (14)$$

Bemerkenswert ist, daß wegen des $\sin\theta$ -Faktors Meßwerte von sehr kleinen Winkeln keinen großen Einfluß auf die Findung des totalen Wirkungsquerschnitts haben. Es ist daher ziemlich gleichgültig wie man die Daten auf $\theta_L = 0^\circ$ extrapoliert.

Die für die $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ - bzw. $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ -Reaktion gefundenen totalen Restkernbildungswirkungsquerschnitte sind in Tab. 2 aufgeführt. Die totalen Fusionswirkungsquerschnitte wurden durch Summation der Restkernwirkungsquerschnitte gewonnen. Im Fall des $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ wurden 25 mb für 3 α -Zerfälle des Compoundkerns ^{28}Si zum Restkern ^{16}O zum Fusionsquerschnitt hinzuaddiert. Diese Größe konnte wegen des starken Untergrunds im ^{16}O -Spektrum nicht experimentell ermittelt werden und wurde daher den in Abschnitt 4.5 besprochenen Modellrechnungen entnommen. Insgesamt überrascht die große Abweichung (30 %) der Fusionsquerschnitte von den totalen Reaktionswirkungsquerschnitten, die von optischen Modellrechnungen gut bekannt sind. Die angegebenen Werte werden jedoch durch andere Messungen im Rahmen des Meßfehlers bestätigt²⁰⁾. Eine mögliche Erklärung für den geringen Fusionswirkungsquerschnitt liegt in der von Glas und Mosel vorhergesagten Reduktion des Fusionsradius wenn einer der Stoßpartner ein doppeltmagischer Kern (hier ^{16}O) ist²¹⁾.

4.4 Berechnete Energiespektren und Winkelverteilungen

4.4.1 Energiespektren

Für einen bestimmten Restkern ist jede unter vorgegebenem Laborwinkel gemessene Energie eindeutig mit seinem Rückstoßimpuls im CM-System und dessen CM-Winkel verknüpft. Aus den Energiespektren läßt sich daher im Prinzip auf die Restkernimpulsverteilung im Massenschwerpunkt-

TABELLE 2: Totale Wirkungsquerschnitte für Restkerne und Fusion
in der Reaktion von 60 MeV ^{16}O an ^{12}C und ^{16}O

a) $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$		b) $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$	
^{16}O :	$25 \pm$ mb (aus Theorie)	^{20}Ne :	$95 \pm$ 14 mb (davon 45 mb aus direkter Reaktion)
^{20}Ne :	$261 \pm$ 39 mb (davon 25 mb aus direkter Reaktion)	^{22}Na :	$3,4 \pm$ 1 mb
^{21}Ne :	$3 \pm$ 2 mb	^{23}Na :	$68 \pm$ 10 mb
^{22}Ne :	$14 \pm$ 2 mb	^{24}Mg :	$261 \pm$ 26 mb
^{22}Na :	$20 \pm$ 6 mb	^{26}Mg :	$84 \pm$ 12 mb
^{23}Na :	$261 \pm$ 39 mb	^{26}Al :	$142 \pm$ 14 mb
^{23}Mg :	$35 \pm$ 6 mb	^{27}Al :	$181 \pm$ 18 mb
^{24}Mg :	$30 \pm$ 9 mb	^{27}Si :	$17,5 \pm$ 9 mb
^{25}Mg :	$130 \pm$ 20 mb	^{28}Si :	$24 \pm$ 24 mb
^{26}Mg :	$32 \pm$ 5 mb	^{29}Si :	$166 \pm$ 17 mb
^{26}Al :	$81 \pm$ 12 mb		
^{27}Al :	$2,5 \pm$ 1 mb		
σ_{fus} :	$870 \pm$ 130 mb	σ_{fus} :	$1000 \pm$ 100 mb
σ_{R} :	1264 mb x)	σ_{R} :	1345 mb x)
		l_{cr} :	$18,6 \text{ } \hbar$
		l_{gr} :	$21,0 \text{ } \hbar$

x) aus optischen Modellrechnungen bekannt, Potentialparameter aus Ref. 25)

system zurückrechnen. Da normalerweise aber mehrere Teilchen vom Com-poundkern abgedampft werden, ist es wegen Vieldeutigkeiten in der Mehr-körperkinematik nicht möglich, von Rückstoßimpulsverteilungen auf die Verdampfungsspektren leichter Teilchen zurückzuschließen. Umgekehrt können jedoch aus gegebenen Verdampfungsspektren Rückstoßverteilungen berechnet und diese nach Transformation in Laborenergiespektren auf Übereinstimmung mit den gemessenen Energiespektren getestet werden.

Die durchgeführten Rechnungen beschränken sich auf Restkerne, die durch Verdampfung von zwei leichten Teilchen entstanden sind. Die Verdampfungs-spektren der leichten Teilchen fielen bei den in Abschnitt 4.5 disku-tierten statistischen Modellrechnungen ab. Unter der Annahme, daß beide leichten Teilchen isotrop und mit voneinander unabhängigen Emissions-richtungen emittiert werden, läßt sich die (isotrope) Restkernimpulsver-teilung $H(P)$ durch die folgende Formel näherungsweise bestimmen:

$$H(P) = \iint \frac{P}{p_1 p_2} \cdot H_1(p_1) \cdot H_2(p_2) dp_1 dp_2 \quad (15)$$

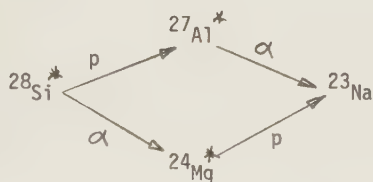
P, p_1, p_2 sind die Impulse vom Restkern und den zwei evaporierten Teil-chen in CM-System; $H(p_1)$ und $H(p_2)$ sind die in Impulsspektren umge-rechneten Verdampfungsspektren. Der Faktor $P/p_1 p_2$ entspricht dem Dif-ferentialquotienten $d\Omega/dP$, wobei Ω der mit der Integration über den Winkel zwischen den Impulsen p_1 und p_2 verknüpfte Raumwinkel ist. Die Formel enthält die weitere vereinfachende Annahme, daß der im ersten Schritt populierte Tochterkern unabhängig von seiner Anregungsenergie das zweite Teilchen immer mit demselben Spektrum emittiert. Um sicher-zustellen, daß nur Zerfälle mitgenommen werden, die den Endkern ober-halb seines Grundzustandes und unterhalb seiner Teilchenemissions-schwelle bevölkern, wurde folgende Energierandbedingungen eingeführt:

$$E_C^* - B_1 - B_2 - B_3 \leq E_1 + E_2 \leq E_C^* - B_1 - B_2$$

E_1 und E_2 sind die Emissionsenergien, B_1 und B_2 die Bindungsenergien der Teilchen 1 und 2.

B_3 ist die Teilchenemissionsschwelle im Endkern. Die so berechneten Rückstoßimpulsverteilungen $H(p)$ wurden in Laborenergiespektren transformiert. Einige berechnete Spektren sind in Abb. 6 a und b eingezeichnet. Die Übereinstimmung mit den gemessenen Spektren ist überraschend gut. Die Abweichungen bei niedrigen Energien, die gemessenen Spektren sind hier kleiner als die berechneten, kommen durch die sich bemerkbar machende Nachweisschwelle des Teilchenteleskops (ca. 0,5 MeV/amu) zustande.

Die genauere Untersuchung des ^{23}Na -Spektrums (Abb. 7) ermöglicht einen Einblick in Details des Zerfalles. Der Restkern ^{23}Na kann auf zwei verschiedenen, sich in der zeitlichen Reihenfolge der emittierten Teilchen unterscheidenden Wegen (α, p bzw. p, α) bevölkert werden:



Die für beide Evaporationswege durchgeführten Rechnungen ergaben zwei voneinander abweichende Energiespektren, die in Abb. 7 getrennt eingezeichnet sind. Offenbar verbraucht das zuerst emittierte Teilchen jeweils den größeren Teil der zur Verfügung stehenden Energie, während das zweite sich mit dem verbleibenden Rest zufrieden geben muß. Da die Separation der beiden α -Höcker im ^{23}Na -Spektrum von der Emissionsenergie des α -Teilchens abhängt, ergibt sich so für den α, p -Weg eine größere Separation. Aus Abb. 7 ist ersichtlich, daß beide Evaporationswege zur Bildung des Restkerns ^{23}Na beitragen, der α, p -Weg jedoch bevorzugt wird. Dies signalisiert, daß der Compoundkern bestrebt ist, seinen Drehimpuls möglichst schnell, d.h. im ersten Verdampfungsschritt, abzubauen. Da das α -Teilchen wesentlich mehr Drehimpuls forttragen kann als das Proton, wird es bevorzugt an erster

Stelle emittiert. Die statistischen Modellrechnungen ergaben ein 6 : 4 Verhältnis von α , p zu p, α -Zerfällen. In Abb. 6 b ist das diesem Verhältnis entsprechende Summenspektrum eingezeichnet.

4.4.2 Winkelverteilungen

Durch Integration der für verschiedene Laborwinkel berechneten Energiespektren wurden theoretische Winkelverteilungen gewonnen. Diese sind in den Abb. 8 und 9 als gestrichelte Linien eingezeichnet. Nur für den Restkern ^{26}Al (Abb. 8) ist eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten zu beobachten, während die anderen experimentellen Winkelverteilungen nur schlecht durch die berechneten reproduziert werden. Da das Rechenverfahren, wie die Qualität der theoretischen Energiespektren zeigt, einigermaßen zuverlässig erscheint, liegt es nahe, die allgemeine Gültigkeit einer der gemachten Annahmen, nämlich die der Isotropie der Rückstoßverteilung, anzuzweifeln. Tatsächlich wurden für die evaporierten α -Teilchen Winkelverteilungen gemessen³⁶⁾ die einer $1/\sin\theta_{\text{CM}}$ -Kurve folgen. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wurde die berechnete Rückstoßverteilung $H(p)$ mit einem Faktor $1/\sin\theta_{\text{CM}}$ für $160^\circ \geq \theta_{\text{CM}} \geq 20^\circ$ bzw. $1/\sin(20^\circ)$ für $\theta_{\text{CM}} < 20^\circ$ ($> 160^\circ$) gewichtet.

Der Abschneidewinkel 20° wurde nach einer von Ericson angegebenen Vorschrift bestimmt²²⁾. Die "anisotropen" Winkelverteilungen sind als durchgezogene Kurven in den betreffenden Abbildungen eingezeichnet. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ist, mit Ausnahme der ^{26}Al -Winkelverteilung, wesentlich verbessert. Insbesondere wird die ^{23}Na -Winkelverteilung sehr gut reproduziert. Für das durch Nucleonenevaporation (p,n) produzierte ^{26}Al scheint die Annahme einer im CM-System isotropen Emission zuzutreffen, während alle anderen betrachteten, durch Emission von α -Teilchen gebildeten Restkerne eine anisotrope Rückstoßverteilung aufweisen. Dies erklärt sich daraus, daß der Zerfall von Hochspinzuständen im Compoundkern hauptsächlich durch Emission von α -Teilchen, die viel Drehimpuls

mitnehmen können erfolgt, und daß die Drehimpulse im Compoundkern hochgradig ausgerichtet (aligned) sind. Die im wesentlichen durch den Bahndrehimpuls im Eingangskanal gegebenen Spins des Compoundkerns stehen senkrecht zur Strahlachse. Die α -Teilchen werden in einer senkrecht zum Spinvektor stehenden Ebene emittiert. Wegen der Axialsymmetrie werden keine Polarwinkel bevorzugt, so daß sich der Wirkungsquerschnitt auf viele um die gemeinsame Strahlachse gedrehte Ebenen verteilt. Ein mit dem CM-Winkel θ_{CM} bewegtes Raumwinklelement $d\Omega$ sieht eine mit $1/\sin\theta_{CM}$ variierende Dichte beitrager Ebenen und einen dementsprechenden differentiellen Wirkungsquerschnitt. Bei den 2α -Restkernen ^{20}Ne bzw. ^{24}Mg scheinen noch stärkere Anisotropien vorzuliegen. Dies kann dadurch erklärt werden, daß beide α -Teilchen mit $1/\sin\theta_{CM}$ -Anisotropien emittiert werden, deren Überlagerung eine verstärkte Anisotropie der Restkerne bewirken.

4.5. Rechnungen nach dem Verdampfungsmodell

4.5.1 Computercode GROGI 2

Zur Berechnung der Restkernverteilungen nach dem Verdampfungsmodell wurde der Computercode GROGI 2 von Grover und Gilat verwendet ¹⁰⁾. Von einer Anfangsspinbesetzung im Compoundkern ausgehend, folgt das Programm einer vorgegebenen Kette von n, p, α und γ -Zerfällen. Für jede der konkurrierenden Zerfallsarten werden von Drehimpuls und Anregungsenergie in Mutter- und Tochterkern abhängende Zerfallsbreiten (Gleichungen (8) und (9)) ausgerechnet und entsprechende Matrizen für die Besetzung der Tochterkerne bezüglich Anregungsenergie und Spin angelegt. Diese werden im weiteren Verlauf der Rechnung schrittweise abgearbeitet und in die Besetzungsdichten des nächsten Tochterkerns übergeführt. Die Rechnung bricht ab, wenn eine vorgegebene Zahl von Zerfällen erreicht, oder die Anregungsenergie vollständig abgebaut worden ist. Am Ende eines Laufes druckt das Programm Restkernwirkungsquerschnitte, intermediäre Besetzungsdichten und die Energiespektren der emittierten Teilchen aus.

4.5.2 Theoretische Wirkungsquerschnitte der Restkerne

Die zur Berechnung der theoretischen Isotopenverteilungen der Restkerne verwendeten Parameter sind in Tab. 3 zusammengefaßt. Es wurden entweder experimentell bestimmte oder aus der Literatur entnommene Werte verwendet. Die mit dem angegebenen Parametersatz erzielten Ergebnisse sind in den Abb. 10 und 11 dargestellt. Die Übereinstimmung der berechneten Restkernwirkungsquerschnitte mit den experimentellen Werten ist insgesamt zufriedenstellend. Dies rechtfertigt den Schluß, daß das Verdampfungsmodell eine gute Basis zur Beschreibung der untersuchten Reaktionen darstellt. Die Frage, inwiefern die verbleibenden Unterschiede zwischen theoretischen und experimentellen Werten, wie etwa die systematische Unterbewertung der leichteren Restkerne durch die Rechnung, auf Unsicherheiten in den verwendeten Parametern zurückgeführt werden kann, wird in Abschnitt 4.5.4 untersucht.

TABELLE 3: Parametersatz für die Beschreibung der Fusion von 60 MeV ^{16}O mit ^{12}C und ^{16}O nach dem statistischen Modell

Transmissionskoeffizienten im Eingangskanal:

Nach Gleichung (3) berechnet mit l_{cr} aus experimentellen Fusionswirkungsquerschnitten (s. Tabelle 2) und $d = 1\text{Å}$ (entsprechend der l -diffusenness der optischen Potentiale aus Ref. 25).

Transmissionskoeffizienten für die leichten Teilchen:

Aus dem optischen Modell ausgerechnet mit Parametern aus Ref. 23) und Ref. 24).

Niveaudichteparameter:

Nach Fermigasformel Gleichung (10) berechnet mit

$a = (0,12 + 0,00917 S) \cdot A$, S und Δ aus Ref. 26)

Yrastenergien: soweit bekannt experimentelle Werte, sonst nach Gleichung (11) berechnet mit

$2\theta = a \cdot R [1 + \beta J(J+1)]$, $a \cdot R = 4/5 \bar{R}^2 M$ ($\bar{R} = 1,2 A^{1/3}$),

$\beta = 0,0005$ (aus Ref. 27).

γ -Breiten: 0,3 eV für Dipol- und 0,01 eV für Quadrupolübergänge

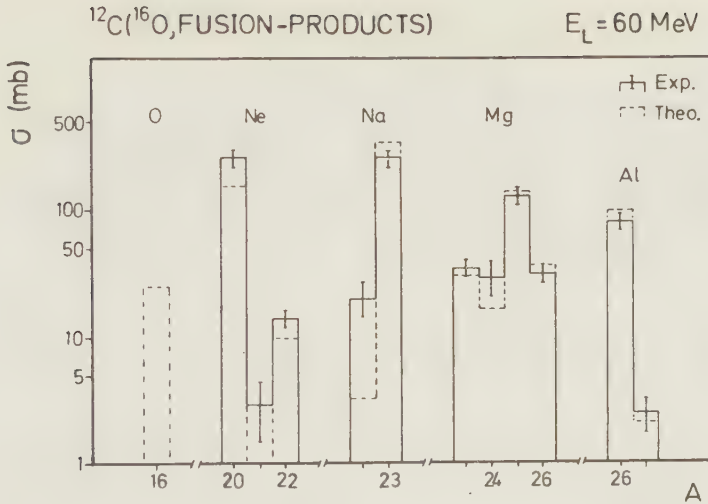


Abb. 10: Experimentelle und berechnete Wirkungsquerschnitte der Restkerne aus der $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ -Reaktion. Die theoretischen Werte wurden nach dem Verdampfungsmodell mit den in Tab. 3 aufgeführten Parametern berechnet (s. Text).

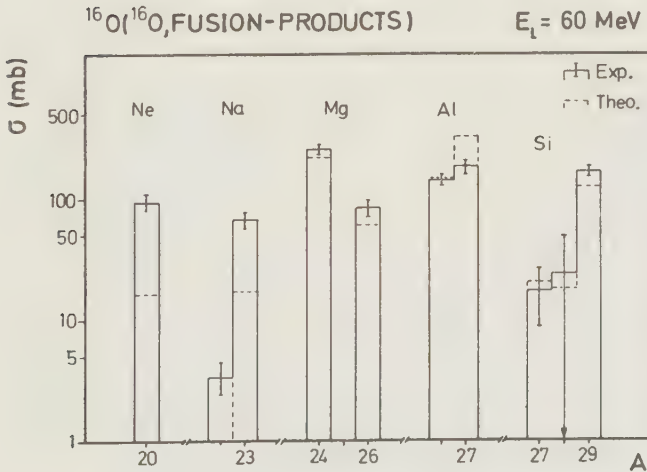


Abb. 11: Experimentelle und theoretische Wirkungsquerschnitte der Restkerne aus der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ -Reaktion. Die Rechnungen wurden mit den Parametern aus Tab. 3 durchgeführt.

4.5.3 Bevölkerung und Zerfall der Zwischenkerne

Durch die Rechnungen wurde ein Einblick in die experimentell nicht erfaßbaren intermediären Vorgänge beim Zerfall des Compoundkerns ermöglicht. Für die Fusion von ^{16}O mit ^{12}C sind in Abb. 12 die Besetzungsdichten (linke Hälfte) und die wahrscheinlichsten Zerfallsarten (rechte Hälfte) der im ersten Zerfallsschritt populierte Kerne, in Abhängigkeit von Anregungsenergie und Spin angegeben.

Aus der Verteilung der Besetzungsdichte im Kern ^{24}Mg , kann abgelesen werden, daß hauptsächlich der α -Zerfall für den Abbau der hohen Spins im Compoundkern verantwortlich ist. Von Spinwerten um $J = 14\hbar$ im Compoundkern ausgehend (s. Abb. 13) werden im Tochterkern ^{24}Mg Regionen mit $J \approx 8\hbar$ bevölkert. Bei den Nucleonenzerfällen zu den Kernen ^{27}Al und ^{27}Si wird hingegen der ursprünglich im Compoundkern vorhandene Spin nur schwach reduziert. Der Schwerpunkt des Nucleonenzerfalls liegt im Compoundkern (Abb. 13) bei $J \approx 10\hbar$, der mittlere Spin im Tochterkern bei $J \approx 7\hbar$. Daneben wird, insbesondere beim Protonenzerfall zum ^{27}Al , für die Nucleonenzerfälle ein geringerer Abbau von Anregungsenergie dokumentiert.

Die rechte Hälfte der Abb. 12 macht erneut deutlich, daß Hochspinzustände hauptsächlich durch Emission von α -Teilchen zerfallen. Bei kleinen Anregungsenergien ist β -Zerfall die wichtigste Zerfallsart. Die Trennungslinien zwischen Teilchen- und β -Zerfällen markieren die Teilchenemissionsschwellen der drei Kerne. Sie sollten, wegen der Zentrifugalbarriere für Teilchenemissionen, mit wachsendem Spin parabelartig ansteigen. Der horizontale Verlauf der Emissionsschwelle im Kern ^{27}Si deutet dagegen auf das Fehlen einer Zentrifugalbarriere hin. Die Erklärung liegt in der Existenz tiefliegender 3^+ und 5^+ Zustände im p-Tochterkern ^{26}Al , aufgrund derer die Differenz der Spins von Anfangs- und Endzustand und damit die Drehimpulsbarriere erniedrigt wird. Ähnliches gilt für den seltsamen Verlauf der Trennungslinie zwischen p- und α -Zerfall im ^{24}Mg .

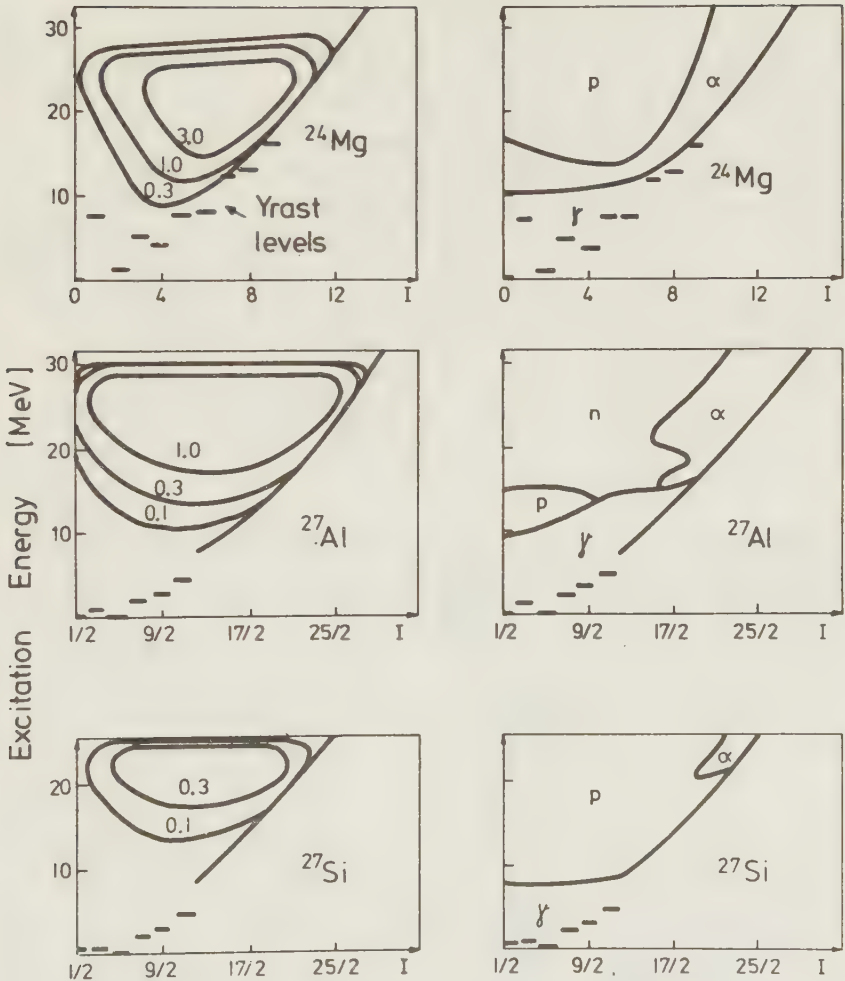


Abb. 12: Linke Seite: Konturdiagramm der Besetzungsdichten in den im ersten Zerfallsschritt gebildeten Tochterkerne aus der $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ -Reaktion. Rechte Seite: Wahrscheinlichste Zerfallsarten für verschiedene Spins und Anregungsenergien.

4.5.4 Einfluß der Parameter

Der Einfluß der verschiedenen Parameter auf das Resultat der Rechnung wurde am Beispiel der Fusion von ^{16}O mit ^{12}C durch die Variation jeweils eines Parameters bei gleichzeitigem Festhalten aller anderen untersucht. Als Meßgröße für den Effekt der Variationen wurde, der Einfachheit halber, das Verhältnis der Emissionsraten von Nucleonen und α -Teilchen im ersten Zerfallsschritt gewählt. Es stellte sich heraus, daß dieser Wert in einem direkten Zusammenhang mit der Qualität des Ergebnisses steht. Das reale Nucleon zu α -Teilchen Verhältnis läßt sich zunächst nicht direkt aus den experimentellen Daten ablesen. Man kann jedoch davon ausgehen, daß die Kerne mit $A \geq 25$ ausschließlich durch Nucleonenemission, die Kerne mit $A = 20, 24$ durch α -Evaporation gebildet wurden. Für die $A = 23$ Kerne wurde in Abschnitt 4.4.1 gezeigt, daß sie hauptsächlich ($> 60\%$) durch α -Emission im ersten Zerfallsschritt entstanden sind. Das reale Verhältnis zwischen Nucleon- und α -Zerfall läßt sich somit abschätzen zu $0.5 \leq \sigma_N/\sigma_\alpha \leq 1.0$.

In Abb. 14 a ist der Einfluß des kritischen Drehimpulses auf das Verzweigungsverhältnis σ_N/σ_α dargestellt. Die Zunahme der α -Emission bei Erhöhung von l_{cr} ist auf das größere Vermögen der α -Teilchen Drehimpuls fortzutragen, zurückzuführen. Wie aus Abb. 13 ersichtlich ist, zerfällt der Compoundkern ^{28}Si bei Spins größer $J = 13\hbar$ hauptsächlich durch Emission von α -Teilchen. Bei Erhöhung des kritischen Drehimpulses kommt daher der Gewinn an Fusionswirkungsquerschnitt direkt dem α -Zerfall zugute.

Eine Erhöhung des effektiven Trägheitsmoments θ hat lt. Abb. 14 c eine erhöhte Emission von Nucleonen zur Folge. Dieser Effekt ist auf die Absenkung der Yrastenergien bei Erhöhung von θ zurückzuführen. Da Nucleonenzerfälle nur wenig Drehimpuls abbauen können, werden im Bereich hoher Drehimpulse die Emissionsenergien durch die Yrastlinie im Tochterkern begrenzt. Durch eine Absenkung der Yrastenergien werden Nucleonenzerfälle, die bislang energetisch verhindert waren, plötzlich auf Kosten des α -Zerfalls ermöglicht. Dies entspricht in Abb. 13 einer

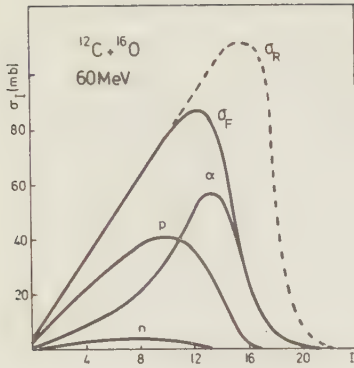


Abb. 13:
Spinabhängigkeit der Compoundkernbildung und der wichtigsten Zerfallsarten. σ_F bzw. σ_R (gestrichelt) gibt die Verteilung des Fusions- bzw. Reaktionsquerschnitts. Die anderen Kurven geben die berechneten Wirkungsquerschnitte für n, p und α -Zerfall im ersten Verdampfungsschritt.

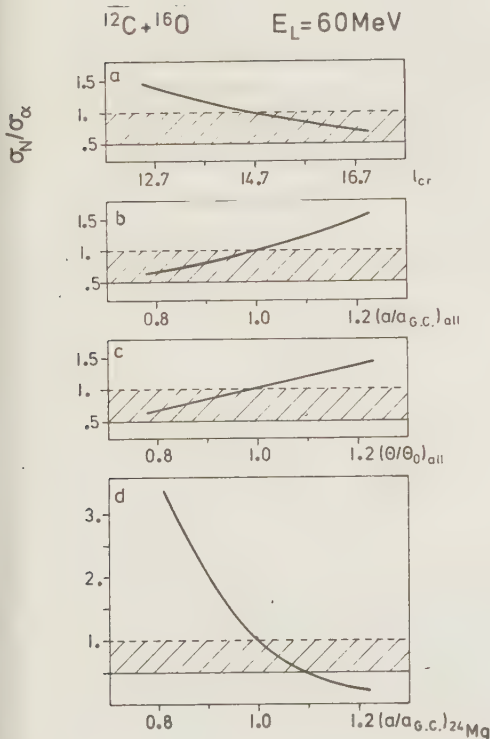


Abb. 14:
Einfluß der wichtigsten Parameter. σ_N/σ_α ist das Verhältnis von Nucleonen- zu α -Zerfall im ersten Zerfallsschritt. Experimenteller Wert: $0,5 \leq \sigma_N/\sigma_\alpha \leq 1$.

- Variation des kritischen Drehimpulses l_{cr} .
Experimenteller Wert: $l_{cr} = 14,7 \hbar$
- Simultane Variation aller Niveaudichteparameter a relativ zu $a_{G.C.}$ (Gilbert u. Cameron, Ref. 26))
- Simultane Variation aller Trägheitsmomente θ relativ zu θ_0 (starre Rotation, $r_0 = 1,2 \text{ fm}$)
- Variation des Niveaudichteparameters a von ^{24}Mg .

Verschiebung des für Nucleonenzerfälle maximal möglichen Spins im Compoundkern zu höheren Werten. Ein gleichzeitiges Anheben aller Niveaudichteparameter a bewirkt ebenfalls eine Zunahme der Nucleonenzerfälle (Abb. 14 b). Da Zerfälle zu hohen Anregungsenergien im Tochterkern für Nucleonen weniger durch Zentrifugal- und Coulombbarrieren behindert sind, als für α -Teilchen, bei Erhöhung von a die Niveaudichten im Bereich hoher Anregungsenergien aber erhöht werden, nimmt die Rate der Nucleonenzerfälle zu. Ein drastischer Effekt ist zu beobachten, wenn der Niveaudichteparameter des Kerns ^{24}Mg verändert, alle anderen aber festgehalten werden (Abb. 14 d).

Bei Verwendung der Standardparameter aus Tab. 3 ergibt sich mit $\delta_N/\delta_\alpha = 1$ ein Wert, der noch mit dem Experiment vereinbar ist. Testrechnungen mit leicht veränderten Parametern ergaben, daß die Übereinstimmung der berechneten Restkernverteilungen mit den experimentellen Daten noch etwas verbessert werden kann. Da mehrere Parameter für den gleichen Effekt verantwortlich gemacht werden können, können hieraus jedoch keine eindeutigen Schlüsse gezogen werden. Wenn man die begrenzte Meß- bzw. Analysegenauigkeit in Rechnung stellt, ergibt sich somit eine Bestätigung der verwendeten Parameter.

5. ANALYSE DER MESSERGEBNISSE FÜR DIE $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ UND $^{32}\text{S} + ^{24,25,26}\text{Mg}$ REAKTION

Die auf Magnetband geschriebenen Rohdaten aus der ^{32}S -Messung wurden ebenfalls einer Off-line-Analyse unterworfen. Im Gegensatz zur ^{16}O -Messung wurde auf eine Analyse der Energiespektren verzichtet, da wegen der hohen Zahl emittierter Teilchen (~ 5) zu viele Effekte beibringen, so daß, abgesehen von trivialer Kinematik, keine Information aus ihnen gewonnen werden kann. Die als $(\Delta E, E, t)$ -Wertetripel vorliegenden Rohdaten wurden gemäß den in Abschnitt 3.3 angegebenen Verfahren in (M, Z) -Wertepaare umgesetzt und in eine M, Z -Matrix (128×128) akkumuliert. In Abb. 15 ist ein typisches Exemplar dieser M, Z -Matrizen dargestellt. Die Abb. 16 a und 16 b zeigen die Totalprojektionen dieser Matrix auf die Massen- bzw. Z-Achse. Wie man sieht, gelang die Trennung einzelner Elemente in vorzüglicher Qualität, wohingegen die, im wesentlichen durch die Energieauflösung des Nachweisgerätes begrenzte Massenauflösung gerade noch zur Trennung einzelner Massen ausreicht. Zu jedem Z wurden nun Massenspektren generiert, die mit einem 10-peak Gaussfit Programm gefittet und damit bezüglich der Anteile einzelner Massen entfaltet wurden. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die nachgewiesenen Isotope wurden durch Vergleich der gemessenen Zählrate mit derjenigen elastisch gestreuter Teilchen bestimmt gemäß

$$d\sigma/d\Omega = \frac{N}{N_{el}} \cdot (d\sigma/d\Omega)_{el}$$

5.1. Winkelverteilungen der Restkerne

Die Winkelverteilungen der Restkerne zeigen wieder die für Fusionsprodukte typische starke Konzentration auf extrem kleine Winkel um $\theta_l = 0^\circ$. In Abb. 17 ist eine kleine Auswahl von typischen Winkelverteilungen aus der $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ Reaktion, hier $d\sigma/d\theta$ -Verteilungen, dargestellt. Die Maxima der $d\sigma/d\theta$ -Kurven, die dem mittleren Ablenkwinkel der Verdampfungsrestkerne bezüglich der Strahlachse entsprechen, zeigen die bekannte, in Abschnitt 4.2 diskutierte Abhängigkeit von der Restkernmasse.

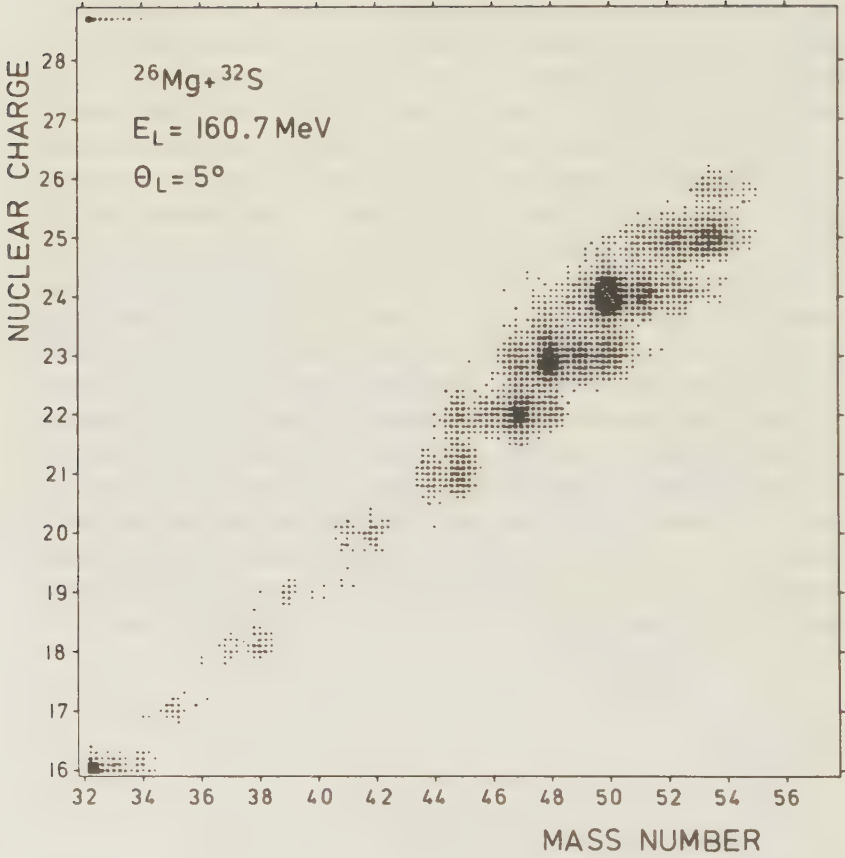


Abb. 15:
(M,Z)-Matrixdarstellung einer experimentellen Isotopenverteilung der Restkerne aus $^{32}\text{S} + ^{26}\text{Mg}$ für $\theta_L = 5^\circ$. Es wurde über alle Energien der Restkerne integriert.

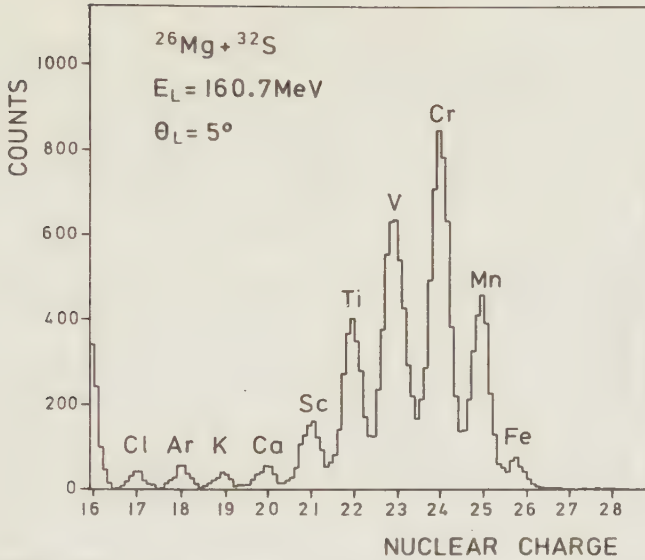


Abb. 16a:
Experimentelles Z-Spektrum. Totalprojektion der Matrix aus
Abb. 15 auf die Z-Achse.

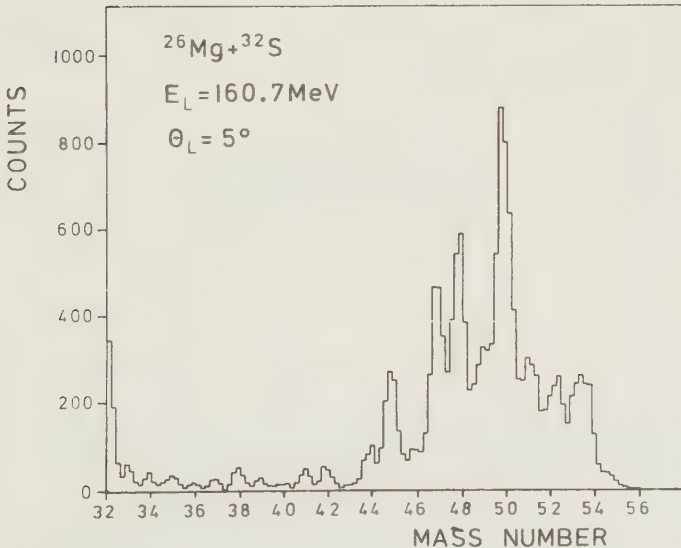


Abb. 16b:
Experimentelles Massenspektrum. Totalprojektion der Matrix aus
Abb. 15 auf die Massen-Achse.

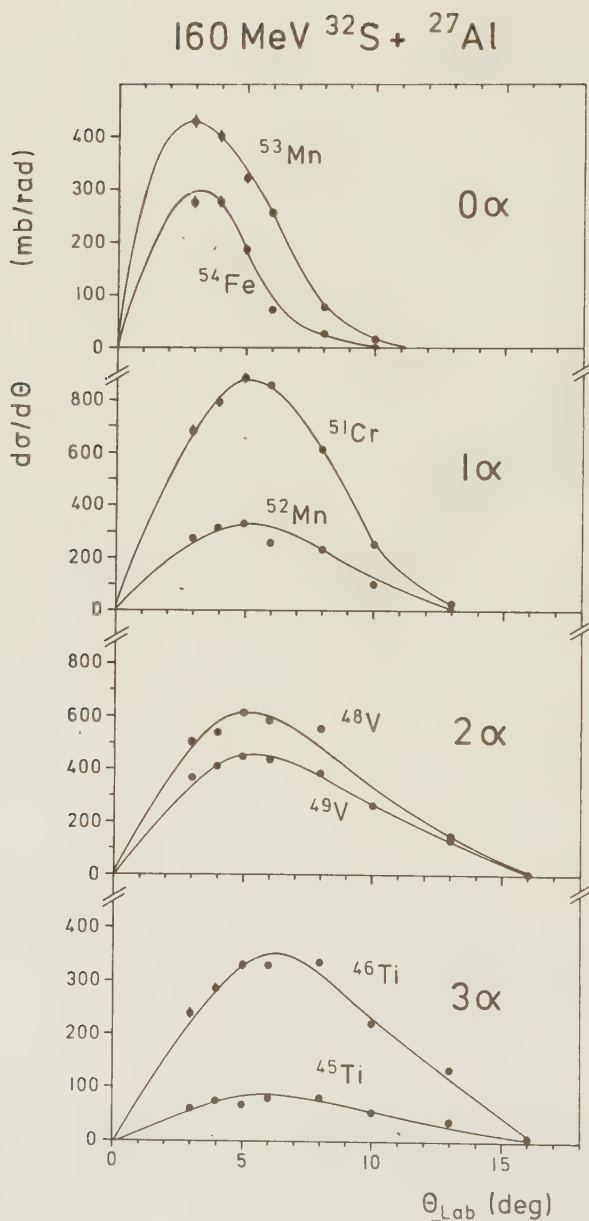


Abb. 17:

Auswahl einiger typischer Winkelverteilungen ($d\sigma/d\theta$) von Restkernen aus $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$. Die mit der Zahl abgedampfter α -Teilchen zunehmende Auslenkung der Restkerne aus der Strahlrichtung ist an der Verschiebung der Maxima nach rechts deutlich sichtbar.

Insbesondere ist der Einfluß der evaporierten α -Teilchen, deren Zahl in der Abb. 17 vermerkt ist, auf die Breite der Winkelverteilung deutlich sichtbar. Die kleinen Oszillationen der experimentellen $d\delta/d\theta$ -Werte um die mittelnden Kurven werden durch Unsicherheiten in der auf die Daten angewendete Entfaltungsprozedur verursacht.

5.2. Totale Wirkungsquerschnitte für Restkernbildung und Fusion

Die totalen Restkernwirkungsquerschnitte wurden durch Integration der $d\delta/d\theta$ -Kurven über den Winkel ermittelt. Trennungsfehler dürften sich bei der Integration weitgehend herausmitteln. Der verbleibende relative Trennungsfehler für die totalen Wirkungsquerschnitte wird für die starken Restkerne auf 10 % geschätzt und ist entsprechend größer für die kleineren Wirkungsquerschnitte. Bei der $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ Messung wurde nur unter einem einzigen Winkel ($\theta_L = 6^\circ$) gemessen. In diesem Fall wurden die totalen Wirkungsquerschnitte aus den differentiellen von $\theta_L = 6^\circ$ gewonnen unter der Annahme, daß für ein Restkernisotop (M, Z) aus der ^{24}Mg Reaktion dieselbe Winkelverteilung gilt wie für das Isotop ($M + 1, Z$) im Falle des ^{25}Mg Targets. Die ^{24}Mg -Daten sind daher mit einem größeren Fehler behaftet und mit entsprechendem Vorbehalt zu betrachten. Die totalen Restkernwirkungsquerschnitte sind in Tab. 4 a und 4 b wiedergegeben. Die totalen Fusionswirkungsquerschnitte sind in guter Obereinstimmung mit von Gutbrodt et. al. angegebenen Anregungsfunktionen¹⁾. Die beträchtliche Differenz zwischen den Fusions- und Reaktionsquerschnitten kann nur durch eine starke Beteiligung von tiefinelastischen Reaktionskanälen oder (und) Kernspaltung erklärt werden.

5.3. Systematik der Restkernwirkungsquerschnitte

In Abb. 18 sind die totalen Massen- und Z-Verteilungen aus den vier verschiedenen Reaktionen dargestellt. Die ebenfalls eingezeichneten theoretischen Wirkungsquerschnitte aus Verdampfungsmodellrechnungen werden später in Abschnitt 5.5 diskutiert. Die Massenverteilungen

TABELLE 4 a: Totale Restkern- und Fusionswirkungsquerschnitte für die Reaktion von 160 MeV ^{32}S an ^{27}Al und ^{26}Mg

$^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{59}\text{Cu}^*$ $E^* = 86,7 \text{ MeV}$		$^{32}\text{S} + ^{26}\text{Mg} \rightarrow ^{58}\text{Ni}^*$ $E^* = 90 \text{ MeV}$	
N - Z		N - Z	
A		A	
41	2	41	2
42	2	42	3
43	1	43	4
44	2	44	5
45	12	45	12
46	16	46	17
47	17	47	18
48	18	48	19
49	51	49	23
50	8	50	24
51	51	51	29
52	7	52	35
53	12	53	38
54	1	54	41
55	1	55	48
56	4	56	56
$\sigma_{\text{fus}} = 858$ $\sigma_{\text{R}} = 1778$		$\sigma_{\text{fus}} = 824$ $\sigma_{\text{R}} = 1657$	
$l_{\text{cr}} = 37,9 \text{ n}$ $l_{\text{gr}} = 52 \text{ n}$		$l_{\text{cr}} = 35,8 \text{ n}$ $l_{\text{gr}} = 50 \text{ n}$	

*) , **) s. Tab. 4 b

TABELLE 4 b: Totale Restkern- und Fusionswirkungsquerschnitte für die Reaktion von 160 MeV ^{32}S an ^{24}Mg und ^{25}Mg

$^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg} \xrightarrow{E^*} ^{56}\text{Ni}^*$ $E^* = 82,8 \text{ MeV}$										$^{32}\text{S} + ^{25}\text{Mg} \xrightarrow{E^*} ^{57}\text{Ni}^*$ $E^* = 87,4 \text{ MeV}$																			
A	-1	0	1	2	3	4	5	6	N - Z	A	-1	0	1	2	3	4	5	6	N - Z										
41			1						(mb) xxx)	41				3					(mb) *)										
42		8		3						42				1															
43			45							43				14		2													
44	5	12		5						44	1		10	57															
45			44		21					45			17		6														
46		39		151						46			12	89		5													
47			40		13					47			77		77														
48		21		150		14				48				47		1													
49			75		56		1			49			3	57	132	5	2												
50	2	4		32		5				50	2		4	62		12													
51			27		60		3			51				10	39		1												
52				12		1				52			1	45		21													
53										53					4														
54										54						2													
$\sigma_{\text{fus}} = 854 \pm 170 \text{ mb}$ $\sigma_{\text{R}} = 1553 \text{ mb}^{**})$										$\sigma_{\text{fus}} = 822 \pm 82 \text{ mb}$ $\sigma_{\text{R}} = 1613 \text{ mb}^{**})$										$\sigma_{\text{cr}} = 34,6 \text{ n}$ $\sigma_{\text{gr}} = 46 \text{ n}$									

*) geschätzter Fehler: ***): Fehler wie *) x 2.
 **) optische Modellrechnung mit Parametern aus Ref. 28)

$\sigma > 100 \text{ mb} : \pm 10 \%$
 $100 \text{ mb} > \sigma > 50 \text{ mb} : \pm 15 \%$
 $50 \text{ mb} > \sigma > 10 \text{ mb} : \pm 30 \%$
 $\sigma < 10 \text{ mb} : \pm 50 \%$

weisen untereinander eine große Ähnlichkeit auf, sind jedoch entsprechend der Abnahme der Nucleonenzahl im Compoundkern beim Übergang von einem Targetkern zum nächst leichteren, systematisch gegeneinander verschoben. Das bedeutet, daß die vier verschiedenen Compoundkerne unabhängig von ihrer Protonenzahl auf nahezu die gleiche Weise zerfallen. Die Abhängigkeit von der Compoundkernmasse zeigt, daß insbesondere die Zahl der emittierten Teilchen festgelegt ist. Die in Abb. 18 getroffene Zuordnung einzelner Peaks der Massenverteilungen zu bestimmten Zerfallsketten wird durch die Rechnungen und die Form der Winkelverteilungen (Abb. 17) bestätigt. Demnach variiert die mittlere Zahl emittierter Teilchen für Zerfallsketten mit mehr als 2 α -Teilchen zwischen 4 und 5, und für die hauptsächlich aus Nucleonenzerfällen gebildeten Ketten zwischen 5 und 6. Die etwas kleineren Werte für die multiplen α -Zerfälle zeigen, daß zur Emission von α -Teilchen im Mittel etwas mehr Energie aufgewendet werden muß als zur Emission eines Nucleons. Im Gegensatz zu den Massenverteilungen lassen die totalen Z-Verteilungen kaum systematische Trends erkennen. Eine eindeutige Zuordnung zwischen Zerfallskette und Z des Restkerns ist nicht möglich.

Die individuellen Wirkungsquerschnitte der einzelnen Restkerne sind in Abb. 19 als Z-Verteilungen zu gegebenem A aufgetragen. In dieser Auftragsart läßt sich erkennen, daß, von Ausnahmen abgesehen, die Form der Z-Verteilungen für eine gegebene Masse nicht von der speziellen Reaktion abhängt. Der allgemeine Trend bei der Restkernverteilung besteht darin, daß in der Sohle des Stabilitätstals angesiedelte Kerne bevorzugt bevölkert werden. Da die Coulombbarriere die Emission geladener Teilchen behindert, ergibt sich eine geringe Bevorzugung der protonenreichen Seite des Stabilitätstals. Ein nennenswerter Einfluß des Neutron-Proton-Verhältnisses im Compoundkern macht sich nur bei den Endkernen der multiplen α -Zerfälle bemerkbar, da hier, wegen der geringen Zahl gleichzeitig emittierter Nucleonen, die Möglichkeit zur Einstellung eines bestimmten Restkern-Z durch wahlweise Emission von Neutronen oder Protonen stark reduziert ist.

Aus der Systematik der Restkernwirkungsquerschnitte ergibt sich, daß die Hauptinformation über die Dynamik des Zerfallsprozesses bereits in den über Z integrierten Massenverteilungen enthalten ist. Eine

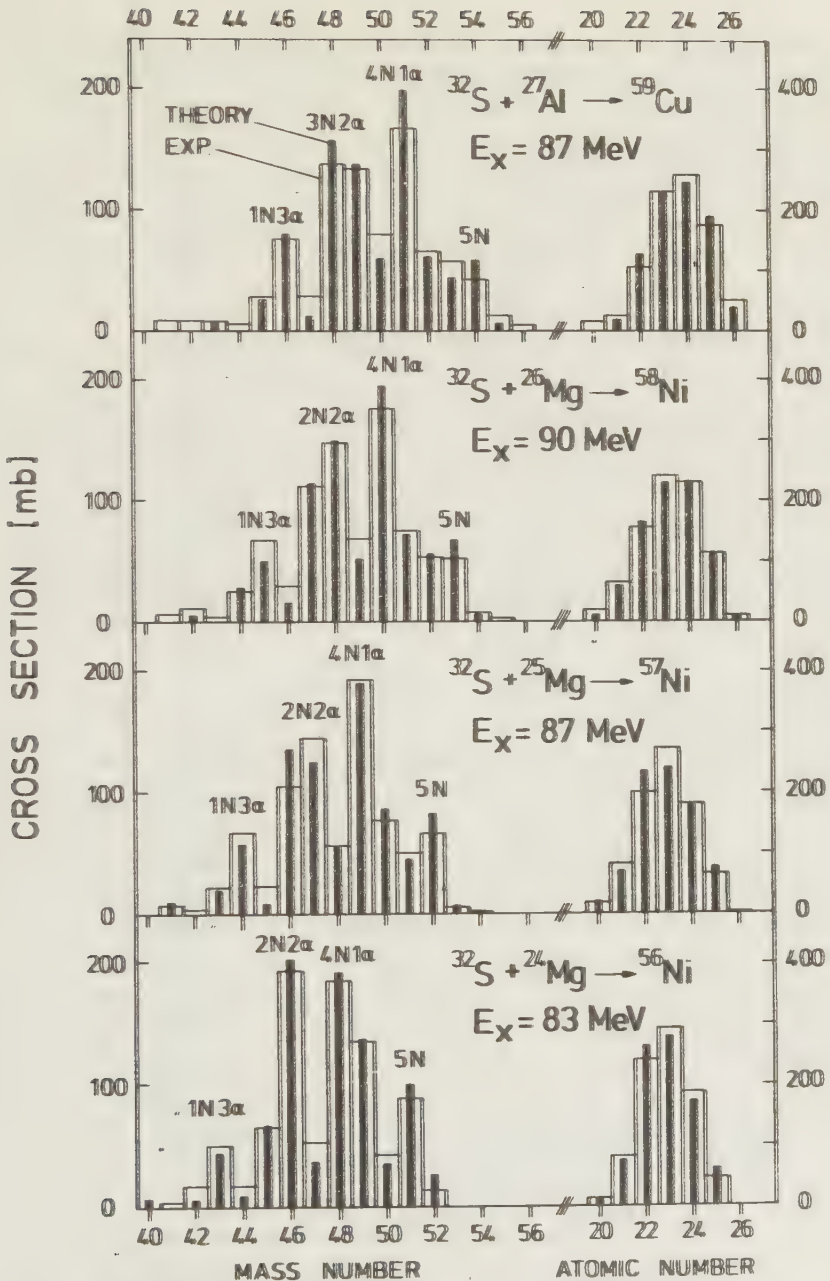


Abb. 18:
Experimentelle und theoretische totale Massen- und Z-Verteilungen der Restkerne aus $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ und $^{24,25,26}\text{Mg}$.
Genauere Erläuterung im Text.

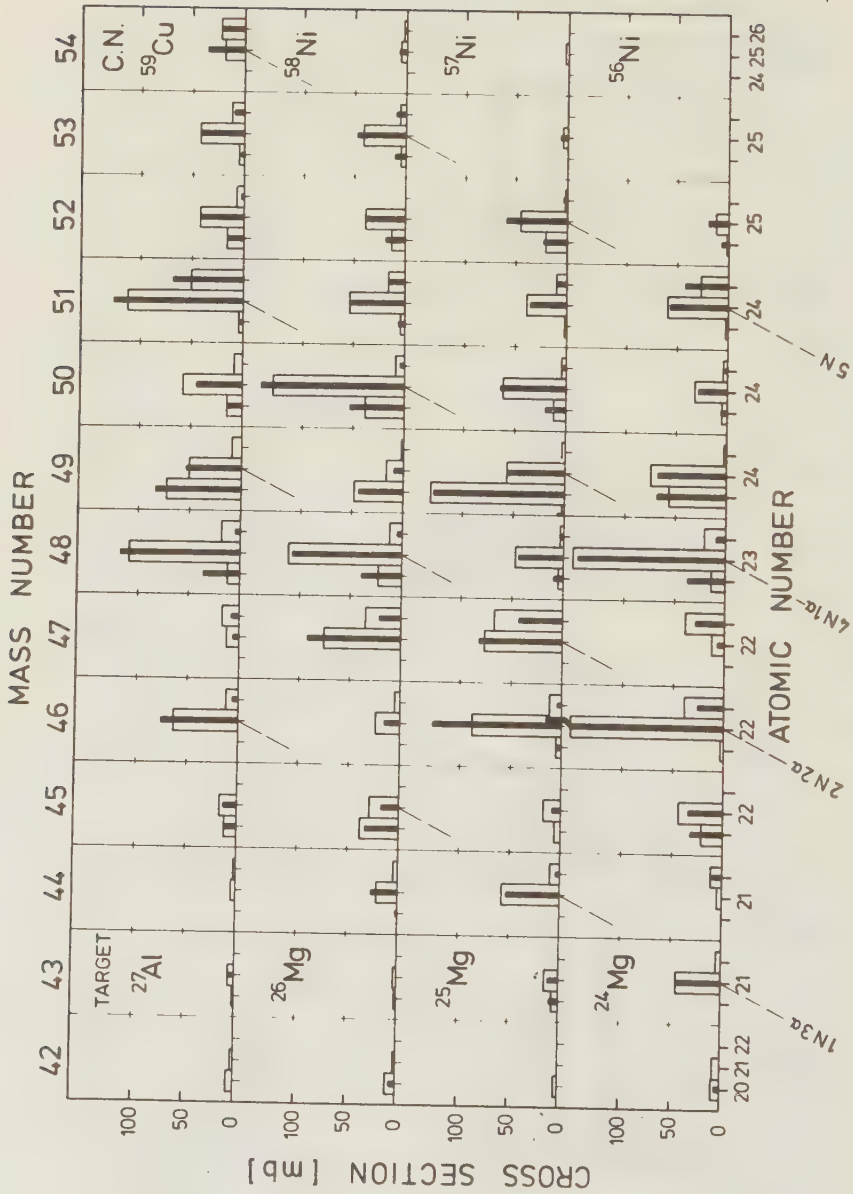


Abb. 19: Experimentelle und theoretische Wirkungsquerschnitte der einzelnen Restkerne aus $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ und $^{24,25,26}\text{Mg}$. Erläuterung im Text.

wichtige Größe ist die von der Anregungsenergie im Compoundkern abhängende Zahl emittierter Teilchen. Die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Massen hängen von den Verzweigungsverhältnissen zwischen Nucleon- und α -Zerfall, mithin von den Eigenschaften der zerfallenden Kerne bei hohen Anregungsenergien und Spins ab. Aus den Z-Verteilungen kann hingegen, da sie nur von den Eigenschaften der "kalten" Endkerne abhängen, auch nur auf eben diese zurückgeschlossen werden.

5.4. Ein einfaches Modell zur Beschreibung der Massenverteilungen

Die den Massenverteilungen aufgeprägte Grobstruktur läßt sich in ähnlicher Form in vielen verschiedenen Reaktionen beobachten. Es ist daher naheliegend anzunehmen, daß einfache Gesetzmäßigkeiten, die nicht vom speziellen System abhängen, für die Grobstruktur der Massenverteilungen verantwortlich zu machen sind. Im folgenden wird ein einfaches Modell des Compoundkernzerfalls angegeben, das die individuellen Eigenschaften der beteiligten Kerne völlig vernachlässigt.

Es wird angenommen, daß die Wahrscheinlichkeiten für die Emission eines Neutrons, Protons oder α -Teilchens in jeder Stufe des Zerfallsprozesses gleich groß sind. Rein statistisch gesehen, käme den Nucleonenzerfällen wegen des zusätzlichen Freiheitsgrades der Spinstellung von Neutron und Proton, ein höheres statistisches Gewicht zu. In der Praxis wird dies aber durch das größere Vermögen der α -Teilchen, Spin vom Compoundkern abzutransportieren, kompensiert. Ferner wird angenommen, daß zur Emission eines Teilchens jeweils ein konstanter Energiebetrag aufgewendet werden muß. Die Zahl der insgesamt emittierten Teilchen ist dann durch die Anregungsenergie des Compoundkerns festgelegt. Wenn insgesamt n Teilchen emittiert werden, kann der Compoundkern auf 3^n verschiedenen Wegen zerfallen. Wegen der angenommenen Gleichberechtigung von n -, p - und α -Zerfällen fließt durch jede der 3^n Zerfallsketten derselbe Anteil des Compoundkernbildungswirkungsquerschnitts ($\sim 3^{-n} \cdot \sigma_c$) ab. Der Wirkungsquerschnitt der einzelnen Restkerne ist dann durch die Zahl der verschiedenen Zerfallsketten, die zu einem bestimmten Kern führen, gegeben. Unter Berücksichtigung einer gewissen Variation der Zahl emittierter Teilchen n , ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt eines bestimmten Restkerns:

$$\sigma(A, Z) = \sigma_C \sum_n p(n) \cdot P(x, y, z; n) \cdot 3^{-n} \quad (16)$$

$$P(x, y, z; n) = n! / (x! y! z!)$$

n = Zahl emittierter Teilchen, davon

x Neutronen, y Protonen, z α -Teilchen

$p(n)$: Dreiecksverteilung, Zentrum $\bar{n}$, Breite 1,6, $\sum_n p(n) = 1$

$$\bar{n} = E_C^* (\text{MeV}) / 18.$$

$P(x, y, z; n)$ ist die Anzahl der verschiedenen zu einem bestimmten Restkern führenden n -stufigen Zerfallsketten ($\equiv$ Zahl der Permutationen in der Reihenfolge der emittierten Teilchen). Die $p(n)$ sind die relativen Wahrscheinlichkeiten für n -stufige Zerfälle. $\bar{n}$ ist die mittlere Zahl vom Compoundkern emittierter Teilchen. Der mittlere Energieaufwand pro Teilchenemission (18 MeV) und die mittlere Variation der Zahl emittierter Teilchen (1,6) wurden aus den vorliegenden und aus mehreren, in der Literatur angegebenen Massenverteilungen^{2,3,4)} empirisch bestimmt.

In Abb. 20 ist das Ergebnis einer solchen Rechnung für die Fusion von ^{32}S mit ^{27}Al dargestellt. Die Grobstruktur der Massenverteilung und auch Schwerpunkt und Breite der Z -Verteilung werden relativ gut beschrieben. Das bedeutet, daß in der Tat grobstatistische Effekte einen großen Einfluß auf die Verteilung der Restkerne haben. Testrechnungen für andere in der Literatur zitierte Reaktionen ergaben Ergebnisse ähnlicher Qualität. Es wurde jedoch der Trend festgestellt, daß der Zerfall hochangeregter, schwerer Compoundkerne besser durch das einfache Modell beschrieben wird als der leichter und niedrig angeregter. Dies ist leicht einzusehen, da mit wachsender Anregungsenergie die Komplexität der Zerfallskaskaden und damit die Bedeutung statistischer Phänomene zunimmt.

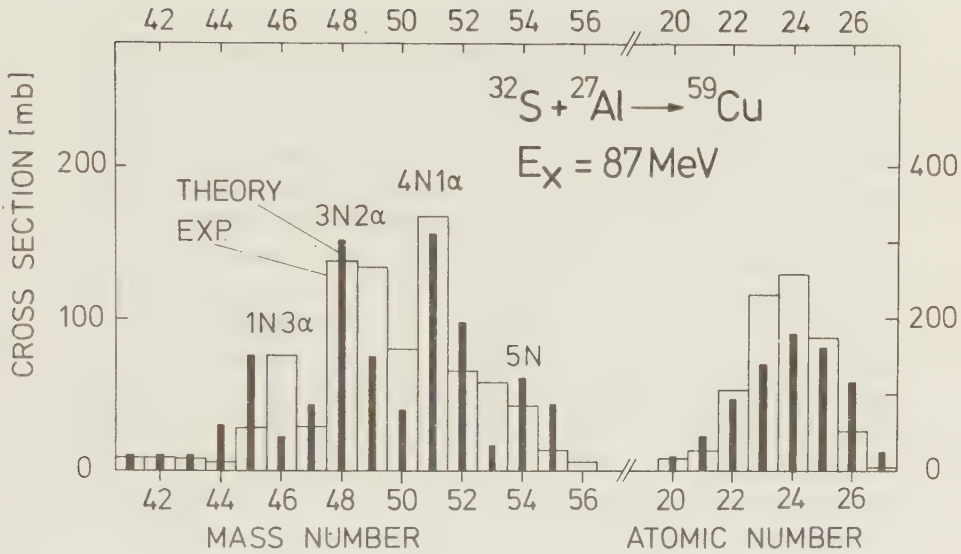


Abb. 20: Beschreibung der Daten mit einem einfachen Modell. Die theoretischen Wirkungsquerschnitte wurden nach Gleichung (16) berechnet. Das zugrunde liegende Modell beruht auf den sehr einfachen Annahmen, daß die Zahl der abgedampften Teilchen festgelegt und der Wirkungsquerschnitt für einen Restkern proportional zur Zahl der zu ihm führenden Zerfallswege ist.

5.5. Rechnungen nach dem Verdampfungsmodell

5.5.1 Computercode CASCADE

Zur theoretischen Beschreibung der Verteilung der Restkerne nach dem Verdampfungsmodell wurde der von Pühlhofer entwickelte Computercode CASCADE verwendet ²⁹⁾. Das Programm ist vom Prinzip her mit dem in 4.5.1 beschriebenen Code GROGI identisch, hat diesem gegenüber jedoch erhebliche Vorteile aufzuweisen. Während mit GROGI immer nur eine einzelne Zerfallskette während eines Programmlaufs berechnet werden kann, wird in CASCADE automatisch die ganze Zerfallskaskade abgearbeitet, was dem Benutzer einige Aufenthaltszeit am Computer und lästige Buchhaltungsarbeit erspart. Die Rechengenauigkeit kann auf Wunsch durch Wahl feinerer Schrittweiten, expliziter Berücksichtigung von Paritäten und Mitnahme von Deuteronenzerfällen gesteigert werden. Eine entscheidende Verbesserung liegt jedoch in einer realistischeren Darstellung der Niveaudichten. Die Niveaudichten werden im Bereich niedriger Anregungsenergien durch empirische Niveaudichteparameter beschrieben. Im Bereich hoher Anregungsenergien werden die Kerne als deformierbare "liquid drops" aufgefaßt und entsprechend anders parametrisiert. Auf diese Weise kann das Verschwinden der Schaleneffekte bei höheren Anregungsenergien simuliert werden. Einziger Nachteil des Programms CASCADE ist der immense Bedarf an Speicherplatz (ca. 1 Megabyte) wodurch der Einsatz am IBM 360/70 Rechner des Garchinger Max-Planck-Instituts mit Problemen verbunden ist. Der größte Teil der Rechnungen wurde deshalb an der IBM 360 Anlage der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI in Darmstadt durchgeführt.

5.5.2 Wahl der Parameter und Ergebnisse der Rechnung

Die berechneten Restkernwirkungsquerschnitte sind in den Abb. 18 und 19 angegeben. Die Struktur der Massenverteilungen wird ebenso wie die der Z-Verteilungen in sehr guter Qualität wiedergegeben. Die experimentellen Daten stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Ergebnis der Rechnungen überein. Die verwendeten Parameter sind in Tab. 5 zusammengestellt.

TABELLE 5: Parametersatz für die Rechnungen nach dem statistischen Modell für die Reaktion von 160 MeV ^{32}S an ^{27}Al und $^{24,25,26}\text{Mg}$

Transmissionskoeffizienten im Eingangskanal:

Nach Gleichung (3) berechnet mit l_{cr} aus experimentellen Fusionswirkungsquerschnitten (s. Tab. 4 a, 4 b) und $d = 3,5\text{fi}$.

Transmissionskoeffizienten für leichte Teilchen:

Nach dem optischen Modell berechnet mit Parametern aus Ref. 30, 31, 31). Modifiziert um Deformationen zu berücksichtigen ($r_0 \rightarrow 1,1 \cdot r_0$, Erklärung im Text).

Niveaudichteparameter:

Unterschiedliche Beschreibung der Niveaudichten in 3 verschiedenen Zonen:

Zone 1: soweit bekannt diskrete Niveaus

Zone 2: bis $U = 7,5$ MeV nach Fermigasformel (Gleichung (10)); empirische Parameter a und Δ aus Ref. 33), eff. Trägheitsmoment $\theta = 0,95 \cdot \theta_0$ ($r_0 = 1,3$ fm), nach Möglichkeit experimentelle Yrastenergien.

Zone 3: ab $U = 15$ MeV (liquid-drop Bereich). nach Fermigasformel (Gleichung (10)), mit $a = A/8,5$, Berechnung des virtuellen Grundzustands nach Ref. 34)
Trägheitsmoment für starre Rotation mit $r_0 = 1,28$ fm, Deformationen nach Ref. 27).

Lineare Interpolation zwischen Ende der Zone 2 und Beginn der Zone 3.

γ -Zerfallstärken:

$$\int (E1) = \int (M1) = 0,5 \cdot 10^{-7}, \int (E2) = 0,3 \cdot 10^{-8}$$

Bei der Wahl der Parameter wurde nach der üblichen Politik verfahren, soweit als möglich experimentelle oder empirisch ermittelte Größen zu verwenden. Bei der Parametrisierung der Niveaudichten im Bereich hoher Anregungsenergien kann jedoch nur auf theoretische, im Rahmen des liquid-drop-Modells ermittelte Werte zurückgegriffen werden. Diese Parameter wurden deshalb als in Grenzen variierbare Fitparameter betrachtet. Darüber hinaus ergab sich die Notwendigkeit, die empirischen optischen Potentiale, aus denen die Transmissionskoeffizienten für die Emission der leichten Teilchen ausgerechnet wurden, zu modifizieren.

Aussagen des liquid-drop-Modells zufolge sind die zerfallenden Kerne aufgrund ihres hohen mittleren Drehimpulses ($20 - 30\hbar$) stark deformiert²⁷⁾. Es erscheint daher als unzulässig, die empirisch aus der Streuung an Kernen im Grundzustand ermittelten optischen Potentialparameter unverändert auf den Teilchenzerfall hochangeregter deformierter Kerne anzuwenden. Außerdem ist es, da Deformationen bei der Berechnung der Yrastlinien und der Spinabhängigkeit der Niveaudichten mitgenommen werden, nur konsequent, diese auch bei der Berechnung der Transmissionskoeffizienten zu berücksichtigen. Die Deformation der zerfallenden Kerne kann durch eine Erhöhung der Radien der optischen Potentiale simuliert werden. Das entspricht der Vorstellung, daß bei einem rotierenden Kern die Teilchenemission in einer Ebene senkrecht zum Drehimpulsvektor, also in der Ebene, in der die Vergrößerung des Kerns aufgrund seiner Rotation am stärksten ist, erfolgt. Die gewählte Radiusvergrößerung von 10 % entspricht in etwa den Deformationen nach dem liquid-drop-Modell. Die Vergrößerung des Radius bewirkt eine effektive Reduzierung der Coulombbarriere und damit eine relative Zunahme der α -Zerfälle. Als Evidenz für die Richtigkeit dieser Maßnahmen mag gewertet werden, daß dadurch die relativen Intensitäten von multiplen α -Zerfällen und Nucleonenzerfällen richtig wiedergegeben werden konnten.

Bei Verwendung "normaler" Transmissionskoeffizienten wurden hingegen die Nucleonenzerfälle um 20 % über-, die multiplen α -Zerfälle entsprechend unterbewertet. Bei Variation anderer Parameter, etwa des effektiven Trägheitsmoments, ergab sich lediglich eine Umverteilung des Wirkungsquerschnittes innerhalb der multiplen α -Zerfälle.

Eine genauere Untersuchung des Einflusses der einzelnen Parameter auf das Ergebnis der Rechnung konnte wegen des großen Bedarfs an Rechenzeit nicht durchgeführt werden. Der in Tab. 5 angegebene Parametersatz ist lediglich aus einer kleinen Auswahl leicht modifizierter Parametersätze als derjenige ausgewählt worden, mit dem die beste Übereinstimmung von Experiment und Rechnung erzielt wurde. Abgesehen von der Modifikation der optischen Modellparameter unterscheidet sich der vorliegende Parametersatz geringfügig von dem in einer Arbeit von Cormier et. al. über die Fusion von 130 MeV ^{32}S bzw. 170 MeV ^{35}Cl mit ^{27}Al angegebenen ³⁵⁾, ergibt aber sowohl hier als auch dort ¹⁷⁾ die besseren Ergebnisse.

5.5.3 Einfluß von Schaleneffekten auf die Niveaudichten

Beim Zerfall der Compoundkerne ^{59}Cu und $^{58,57,56}\text{Ni}$ werden unter anderem auch Kerne mit abgeschlossenen Schalen bevölkert. Aus den empirischen Niveaudichteparametern a und Δ für diese Kerne ³³⁾ ist eine starke Reduktion der Niveaudichten im Bereich niedriger Anregungsenergien (0 - 10 MeV) ersichtlich. Das Verschwinden der Schaleneffekte beim Übergang zu höheren Anregungsenergien (liquid-drop Gebiet) sollte sich daher stärker als in anderen Reaktionen auf die Verteilung der Restkerne auswirken und entsprechend besser studieren lassen.

Um den Einfluß der Schaleneffekte besser sichtbar zu machen, wurden zunächst die empirischen, Schaleneffekte beinhaltenden Niveaudichteparameter a und Δ , als für den gesamten Energiebereich gültig angenommen. Das entsprechende Ergebnis ist in Abb. 21 dargestellt. Die zu geringe Intensität der multiplen α -Zerfälle in den Reaktionen an ^{27}Al und ^{26}Mg kann darauf zurückgeführt werden, daß α -Zerfall im ersten Zerfallsschritt zu $N = 28$ Kernen führt. Wegen des Abschlusses der Neutronenschale ist die Niveaudichte in, und damit der Zerfall zu diesen Kernen stark reduziert. Bei der Reaktion am ^{24}Mg ist der umgekehrte Effekt zu beobachten, da hier Nucleonenzerfall und nicht α -Zerfall zu halbmagischen Kernen führt. Die geringe Übereinstimmung mit den experimentellen Daten dokumentiert die Unzulässigkeit der oben gemachten Annahme, daß Schaleneffekte bei allen Anregungsenergien wirksam sind. Die Anregungs-

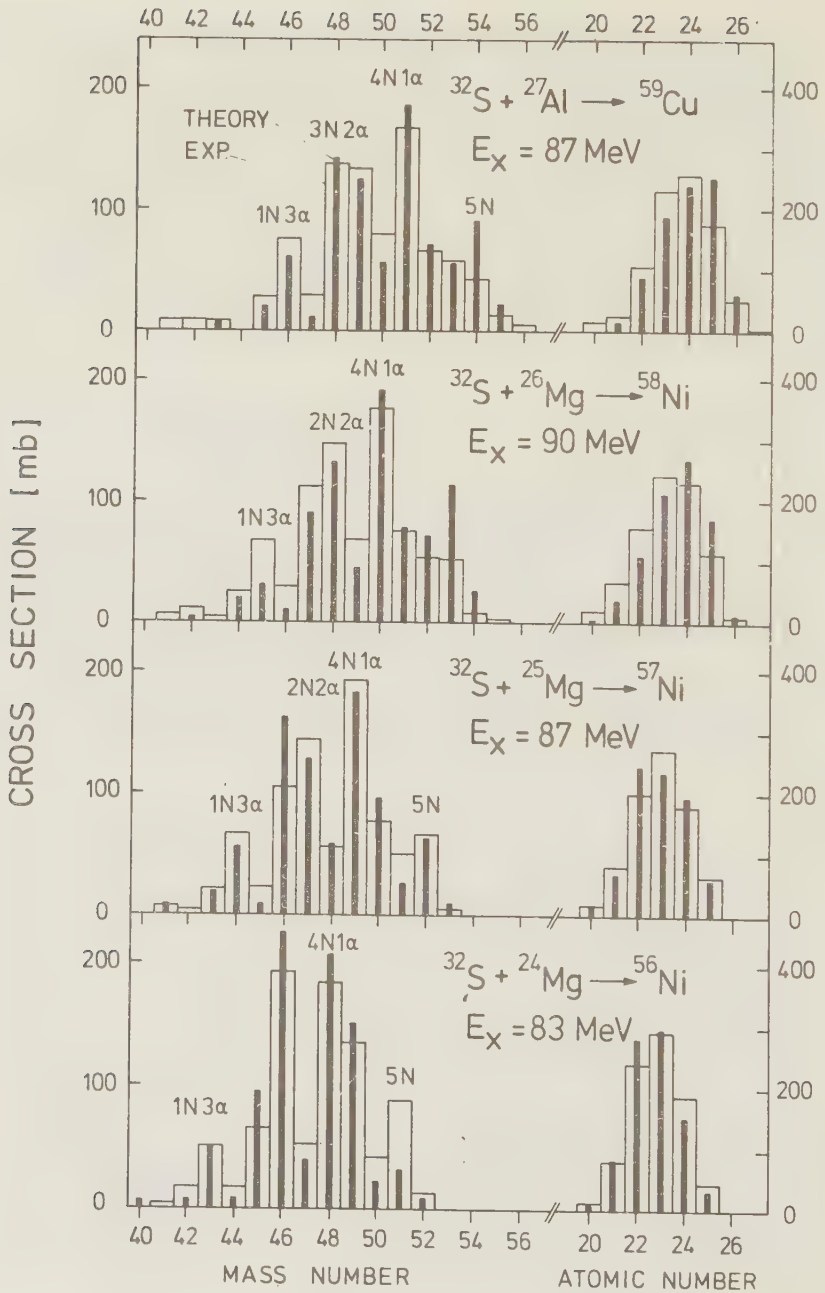


Abb. 21: siehe rechts

energie, bei der die Schaleneffekte verschwunden sind, konnte leider nicht genau ermittelt werden, da die Massenverteilungen nicht sehr sensitiv auf diesen Parametern sind. Diese Übergangsenergie scheint jedoch im Bereich zwischen $U = 15$ und $U = 40$ MeV angesiedelt zu sein.

Abb. 21: Einfluß von Schaleneffekten auf die Verteilung der Restkerne. Durch Verwendung der empirischen Niveaudichteparameter für alle Anregungsenergien wurde der Fortbestand der Schaleneffekte bei hohen Anregungsenergien simuliert. Die im Vergleich zu Abb. 18 wesentlich schlechtere Reproduktion der Daten, man beachte die Unausgewogenheiten zwischen Nucleonen- und multiplen α -Zerfällen und die krassen Abweichungen bei einzelnen Massen, demonstriert die Unzulässigkeit der gemachten Annahme. Dies bedeutet, daß in Wirklichkeit die Schaleneffekte beim Übergang zu hohen Anregungsenergien wie erwartet verschwinden.

6. SCHLUßBETRACHTUNG

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigen, daß die untersuchten Fusionsreaktionen, was den Zerfall des Compoundkerns betrifft, im einzelnen gut verstanden werden.

Die Form der Winkelverteilungen und der Energiespektren der Restkerne wird zum großen Teil durch kinematische Effekte bestimmt. Die Breite der Verteilungen ist umso größer, je mehr Masse vom Compoundkern emittiert wurde. Insbesondere ist ein deutlicher Unterschied zwischen reinen Nucleonenzerfällen und α -Zerfällen sichtbar. In einigen Fällen gelang eine qualitative Reproduktion der Energiespektren und Winkelverteilungen durch Rechnungen. Hierbei ergaben sich für den Restkern ^{23}Na aus der Reaktion von ^{16}O an ^{12}C anhand der Separation der beiden Höcker im Energiespektrum Einblicke über die Reihenfolge der emittierten Teilchen. Aus der Winkelverteilung ergaben sich für die Emission von α -Teilchen Hinweise auf eine $1/\sin\theta_{\text{CM}}$ -Anisotropie im Schwerpunktsystem.

Die Isotopenverteilungen der Restkerne konnten durch Rechnungen nach dem Verdampfungsmodell jeweils quantitativ reproduziert werden. Die guten Ergebnisse der Modellrechnungen für so unterschiedliche Systeme, wie in den untersuchten ^{16}O - bzw. ^{32}S -Reaktionen, weisen auf die allgemeine Anwendbarkeit des Verdampfungsmodells auf beliebige andere Fusionsreaktionen hin.

Für die Verteilungen der Restkerne aus den ^{32}S -Reaktionen konnte gezeigt werden, daß sich wegen der vielen Möglichkeiten, mit denen der Compoundkern zu einem bestimmten Restkern zerfallen kann, die individuellen Eigenschaften einzelner Übergänge herausmitteln. Die Massen- bzw. Ladungsverteilungen konnten deshalb bereits mit einem sehr einfachen Modell, nach dem der Wirkungsquerschnitt für einen Restkern proportional zur Zahl der zu ihm führenden Zerfallswege ist, qualitativ richtig beschrieben werden.

Das Studium der Eigenschaften von Kernen bei hohen Anregungsenergien durch Vergleich von gemessenen und berechneten Verteilungen, hat sich wegen der Vielzahl der Parameter und der relativen Unempfindlichkeit der Rechnungen gegenüber Parametervariationen als schwierig erwiesen. Der mit der Komplexität der Verteilungen wachsende Einfluß grobstatischer Effekte kommt erschwerend hinzu. Die Gewinnung detaillierter Informationen ist nur durch aufwendige Analysen vor einem größeren Hintergrund experimenteller Daten möglich.

Die Untersuchungen ergaben eine gute Verwendbarkeit der in der Literatur angegebenen Niveaudichteparameter bei nicht zu hohen Anregungsenergien. Die ^{32}S -Messungen ergaben, daß eine Extrapolation der empirischen Niveaudichten von niedrigen Anregungsenergien (Schaleneffekte!) zu hohen Anregungsenergien nicht zulässig ist. Es ist vielmehr sinnvoller, den Kern bei hohen Anregungsenergien als deformierbaren liquid-drop aufzufassen und entsprechend zu parametrisieren. Die zur Berechnung der Trägheitsmomente gemachte Annahme einer starren Rotation der Kerne ($r_0 = 1,2 \text{ fm}$, bzw. $r_0 = 1,23 \text{ fm}$ (^{32}S)) ergab keinen Widerspruch zu den experimentellen Daten.

Das Ziel künftiger Untersuchungen ist es, den bei der theoretischen Beschreibung des Compoundkernzerfalls erreichten hohen Standard noch zu verbessern und insbesondere einen einzigen konsistenten Parametersatz aufzufinden, mit dem beliebige Reaktionen in guter Qualität beschrieben werden können. Dies wird sich in der Zukunft bei der Interpretation hochenergetischer Kollisionen zwischen schweren Ionen, bei denen hochangeregte equilibrierte, also compoundkernähnliche Fragmente eine Rolle spielen als nützlich erweisen.

LITERATURVERZEICHNIS

- 1) Beispiel für Arbeiten über Messung und Interpretation von Fusions-
wirkungsquerschnitten
H. H. Gutbrod, W. G. Winn, M. Blann,
Nucl. Phys. A 213 (1973) 267
- 2) F. Pühlhofer, W. Pfeffer, B. Kohlmeier, W. F. W. Schneider
Nucl. Phys. A 249 (1975) 329
- 3) J. D. Garret, H. E. Wagner, T. M. Cormier, E. R. Cosman, A. J. Lazzarini
Phys. Rev. C 12 (1975) 481
- 4) A. Weidinger, F. Busch, G. Gaul, W. Trautmann, W. Zimmer
Nucl. Phys. A 263 (1976) 511
- 5) Beispiel für γ -Spektroskopische Untersuchungen von Fusionsreaktionen
J. Dank, K. P. Lieb, A. M. Kleinfeld
Nucl. Phys. A 241 (1975) 170
- 6) Beispiel für Untersuchungen anhand leichter Teilchen
H. Spinka, H. Winkler
Nucl. Phys. A 233 (1974) 456
- 7) D. Glas, U. Mosel
Nucl. Phys. A 237 (1975) 429
- 8) W. Hauser, H. Feshbach
Phys. Rev. 87 (1952) 366
- 9) T. D. Thomas
Nucl. Phys. 53 (1964) 577
- 10) J. R. Grover, J. Gilat
Phys. Rev. 157 (1967) 802
- 11) D. W. Lang
Nucl. Phys. 77 (1966) 545

- 12) G. Gaul, Dissertation 1974, Universität München
- 13) F. Busch, Diplomarbeit 1974, Universität München
- 14) A. Gamp, W. Bohne, P. Braun-Munzinger, C. K. Gelbke
Nucl. Instr. and Meth. 120 (1974) 281
- 15) E. Mathiak, Diplomarbeit 1971, Universität München
- 16) J. Barrette, P. Braun-Munzinger, C. K. Gelbke
Nucl. Instr. and Meth. 126 (1975) 181
- 17) F. Pühlhofer, private Mitteilung
- 18) K. Heim, Ch. Labas, M. Richter, H. P. Rother, K. Schöffel, B. Stanzel,
On-Line-Manual, Anleitung zur Benutzung des Computer-On-Line-Systems
am Tandem-Beschleuniger Garching, nicht veröffentlicht
- 19) L. C. Northcliffe, R. R. Shilling
Nucl. Data A 7 (1970) 233
- 20) P. Sperr, S. Wigdor, Y. Eisen, W. Henning, D. G. Kovar, T. R. Ophel,
B. Zeidmann
Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 405
- 21) D. Glas, U. Mösel
Phys. Lett. 49B (1974) 301
- 22) T. Ericson
Adv. in Phys. 9 (1960) 425
- 23) C. M. Perey, F. G. Perey
Atomic Data and Nucl. Data 13 (1974) 293
- 24) G. R. Satchler
Nucl. Phys. 70 (1965) 177

- 25) R. H. Siemssen, Argonne National Laboratory topical report
no ANL-7838 (1971) 145
- 26) A. Gilbert, A.G. W. Cameron
Can. J. Phys. 43 (1974) 606
- 27) S. Cohen, F. Plasil, W.J. Swiatecki
Ann. of Phys. 82 (1974) 557
- 28) H. H. Gutbrod, M. Blann, W. G. Winn
Nucl. Phys. A 213 (1973) 285
- 29) F. Pühlhofer, Preprint 1976, Gesellschaft für Schwerionen-
forschung GSI, Darmstadt
- 30) D. Wilmore, P. E. Hodgson, Nucl. Phys. 55 (1964) 673;
P. E. Hodgson, Ann. Rev. Nucl. Sci. 17 (1967) 1
- 31) F. G. Perey
Phys. Rev. 131 (1963) 745
- 32) J. R. Huizenga, G. Igo
Nucl. Phys. 29 (1961) 463
- 33) W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, M. Uhl
Nucl. Phys. A 217 (1973) 269
- 34) W. D. Meyers, W. J. Swiatecki
Nucl. Phys. 81 (1966) 1
- 35) T. M. Cormier, E. R. Cosmann, A. J. Lazzarini, H. E. Wegner,
J. D. Garret, F. Pühlhofer
Preprint 1976, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York
- 36) L. R. Greenwood, K. Katori, R. E. Malmin, T. H. Braid,
J. G. Stoltzfus, R. H. Siemssen
Phys. Rev. C 6 (1972) 2112

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN UND TABELLEN

Abb.	Kurztitel	Seite
1	Energetische Verhältnisse beim Compound-Kernzerfall	9
2	Experimentelle Anordnung zur Fusionsmessung	14
3 a,b	ΔE -E-Matrix und totales Z-Spektrum	18
4	Verfahren zur Generierung eines Z-Spektrums	19
5 a,b	M-E-Matrix und totales Massenspektrum	21
6 a,b	Energiespektren der Restkerne aus $^{16}_0 + ^{12}_C$	23
7	Energiespektrum des Restkerns $^{33}_{Na}$ aus $^{16}_0 + ^{12}_C$	24
8	Winkelverteilungen der Restkerne aus $^{16}_0 + ^{12}_C$	26
9	Winkelverteilungen der Restkerne aus $^{16}_0 + ^{16}_O$	27
10 (11)	Experimentelle und berechnete Wirkungsquerschnitte für Restkerne aus $^{16}_0 + ^{12}_C$ ($^{16}_O$)	35
12	Bevölkerung und Zerfall der Zwischenkerne	37
13	Spinabhängigkeit der Compoundkernbildung und der wichtigsten Zerfallsarten	39
14	Einfluß der wichtigsten Parameter	39
15	(M,Z)-Matrixdarstellung der Restkernverteilung aus $^{32}_S + ^{26}_{Mg}$	42
16 a,b	Experimentelle Massen- und Z-Spektren der Restkerne	43
17	Winkelverteilung der Restkerne aus $^{32}_S + ^{27}_{Al}$	44
18	Experimentelle und theoretische totale Massen- und Z-Verteilungen der Restkerne aus $^{32}_S + ^{27}_{Al}$, $^{24,25,26}_{Mg}$	49
19	Experimentelle und berechnete Wirkungsquerschnitte der einzelnen Restkerne aus $^{32}_S + ^{27}_{Al}$, $^{24,25,26}_{Mg}$	50
20	Beschreibung der Daten mit einem einfachen Modell	53
21	Einfluß von Schaleneffekten auf die Verteilung der Restkerne	58

Tabelle	Kurztitel	Seite
1	Technische Daten der Flugzeit- Δ E-E-Teleskope	16
2	Wirkungsquerschnitte für Restkernbildung und Fusion in $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$, ^{16}O	29
3	Parameter für Rechnungen nach dem Verdampfungsmodell	34
4 a,b	Wirkungsquerschnitt für Restkernbildung und Fusion in $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$, $^{24,25,26}\text{Mg}$	46,47
5	Parameter für Rechnungen nach dem Verdampfungsmodell ($^{32}\text{S} + \dots$)	55

Die Durchführung dieser Arbeit am Lehrstuhl Professor C. Zupancic der Sektion Physik der Universität München war nur mit der Unterstützung zahlreicher Mitarbeiter, bei denen ich mich herzlich bedanken möchte, möglich.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. A. Weidinger, dessen engagierte Betreuung dieser Arbeit zahlreiche entscheidende Impulse verlieh. Herrn Professor Dr. F. Pühlhofer danke ich für seine großzügige Unterstützung bei der Analyse der Daten.

Den Herren Professor Dr. H. E. Wegner, Dr. W. Trautmann, Dr. W. Zipper, Dr. G. Gaul, Dr. W. F. E. Schneider, Dr. C. K. Gelbke, Dr. P. Braun-Munzinger und Dr. J. Barrette schulde ich Dank für zahlreiche klärende Diskussionen und tatkräftige Mithilfe.

Herrn Professor Dr. W. Hering und Herrn Professor Dr. U. Meyer-Berkhout danke ich für die guten Arbeitsbedingungen am Institut und für ihr förderndes Interesse.

LEBENS LAUF

Ich wurde am 10. Februar 1947 in Leverkusen als Sohn des Ingenieurs Franz Busch und dessen Gemahlin Elfriede, geb. Schettler geboren.

Von 1953 bis 1957 besuchte ich die Volksschule in Leverkusen und Opladen. Von 1957 bis 1966 besuchte ich der Reihe nach die Gymnasien in Opladen, Ebingen, Bietigheim und schließlich Heidenheim, wo ich 1966 die Reifeprüfung ablegte.

Nach der Dienstzeit bei der Bundeswehr begann ich im Sommer 1968 das Studium der Physik an der Universität München. Seit 1969 bin ich verheiratet. 1973 übernahm ich eine experimentelle Diplomarbeit im Bereich der Abteilung Kernphysik der Universität München und schloß 1974 das Studium mit der Diplom-Hauptprüfung ab.

Seit Ende 1974 bin ich als Doktorrand am Lehrstuhl Professor Dr. Zupancic in der Abteilung Kernphysik der Sektion Physik der Universität München beschäftigt.



